PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 11 — 1. Juni 1936. Redaktionsschluß für Nr. 13 am 15. Juni 1936. — 37. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

E. Goens und E. Schmid, Elastische Konstanten, elektrischer Widerstand und thermische Ausdehnung des Magnesiumkristalls. S. 385.

W. Fritz und W. Ende, Über den Verdampfungsvorgang nach kinematographischen Aufnahmen an Dampfblasen. S. 391.

H. Strübig, Das Potential eines im Hochvakuum isolierten Auffangschirmes bei Beschießung mit Elektronen. S. 402.

B. Groß, Der Übergangseffekt der Ultrastrahlung beim Eintritt in die Atmosphäre. S. 409.

W. Hanle und W. Nöller, Spektrale Untersuchung der Fadenstrahlentladung. S. 412.

H. E. R. Becker, W. Hanle und O. Maercks, Modulation des Lichtes durch einen Schwingquarz. S. 414.

Zuschriften:

J. Kunz, Farbenerscheinungen in „kolloidalen" Kaliumdämpfen. S. 415.

Scheibe u. Adelsberger, Nachweis von Schwankungen der astronomischen Tageslänge im Jahre 1935 mittels Quarzuhren. S. 415.

Besprechungen:

W. Heisenberg, Wandlungen in den Grundlagen der Naturwissenschaft. S. 416.

M. Sartori, Die Chemie der Kampfstoffe. S. 416.

A. Weißberger und E. Proskauer, Organic Solvents. S. 416.

Nachrichten. S. 416.

ABHANDLUNGEN.

Elastische Konstanten, elektrischer Widerstand und thermische Ausdehnung des Magnesiumkristalls.

Von E. Goens und E. Schmid[1]).

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und der Elektron-Versuchsanstalt der I. G. Farbenindustrie AG., Bitterfeld.

Vor längerer Zeit wurden von den Verfassern in einer kurzen vorläufigen Mitteilung (10)[2]) sowie in einem Vortragsbericht (14) für den Magnesiumeinkristall, der wie *Zn* und *Cd* dem hexagonalen Kristallsystem angehört, Zahlenwerte für die elastischen Konstanten, den elektrischen Widerstand und die thermische Ausdehnung bei Raumtemperatur angegeben. Die vorliegende Veröffentlichung bringt eine ausführlichere Darstellung der Ergebnisse, die zum Teil durch Messungen des einen von uns (Goens) auf das Gebiet tiefer Temperaturen erweitert wurde.

Die kreiszylindrischen Kristallstäbe von einigen Millimeter Durchmesser und etwa 5 bis 15 cm Länge waren aus reinem Ausgangsmaterial (99,95 Proz.), teils aus der Schmelze nach dem von Beck und Siebel (13) angegebenen Verfahren, teils durch Rekristallisation nach kritischer Kaltreckung hergestellt. Die kristallographische Orientierung der Proben, d. h. der Winkel φ der hexagonalen Achse mit der Stabachse wurde auf röntgenographischem Wege bestimmt. Da bei der Herstellung der Kristalle die Orientierung nicht beeinflußt werden konnte, gelang es leider nicht, Proben mit $\varphi < 14°$ zu erhalten, überdies wurde der Bereich $14° < \varphi < 50°$ fast ausschließlich durch Schmelzkristalle, der Bereich $50° < \varphi < 90°$ durch Rekristallisationskristalle überdeckt.

I. Elastische Konstanten.

Die elastischen Eigenschaften des hexagonalen Kristallsystems werden durch die fünf unabhängigen Hauptkonstanten S_{11}, S_{12}, S_{13}, S_{33}, S_{44}[2]) vollständig beschrieben. Sie lassen sich dadurch ermitteln, daß man an einer Reihe von Einkristallstäben verschiedener kristallographischer Orientierung die spezifischen Dehnungen s_{33} und die spezifischen Drillungen für kreisförmigen Querschnitt $\frac{1}{2}(s_{44}+s_{55})$, abkürzend mit s_φ bezeichnet, mißt, deren Abhängigkeit von φ durch die folgenden Gleichungen gegeben sind:

$$s_{33} = S_{11}\sin^2\varphi + S_{33}\cos^2\varphi - B\sin^2\varphi\cos^2\varphi\,, \tag{1}$$

$$\tfrac{1}{2}(s_{44}+s_{55}) = s_\varphi = S_{44} + A\sin^2\varphi + 2B\sin^2\varphi\cos^2\varphi\,, \tag{2}$$

$$A = S_{11} - S_{12} - \tfrac{1}{2}S_{44}\,, \quad B = S_{11} + S_{33} - (2S_{13} + S_{44})\,.$$

1) Jetzt: Freiburg (Schweiz).

2) Die Zahlenhinweise beziehen sich auf das Literaturverzeichnis am Schluß.

2) Gegenüber früheren Veröffentlichungen ist in der Bezeichnungsweise s_{ik} durch S_{ik}, s'_{ik} durch s_{ik} ersetzt.

Aus den Koeffizienten von Gleichung (1) und (2), die man so zu wählen hat, daß sie die Beobachtungen möglichst gut darstellen, ergeben sich dann die S_{ik}.

In vorliegendem Fall wurden an 15 Proben s_{33} und zum größeren Teil auch s_g nach dem schon mehrfach angewandten dynamischen Verfahren, d. h. aus der Biegungsgrundschwingung des beiderseits freien Stabes bzw. aus der Torsionsgrundschwingung der gleichen, mit zusätzlichen Endmassen versehenen Proben bestimmt. Bezüglich der Methodik und ihrer theoretischen und praktischen Einzelheiten muß wiederum auf die zusammengefaßte Darstellung in Arbeit (9), Abschnitt 3 verwiesen werden. Um für den Torsionsschwingungsversuch die Endmassen an die Stabendflächen anlöten zu können, mußten diese wie früher bei *Al* (9) zunächst mit einer dünnen Schicht Speziallot überzogen werden, auf der die eigentliche Lötung mit Woodschem Metall erfolgte. Verwendet wurden ausschließlich das früher mit F bezeichnete Endmassenpaar [vgl. (7)].

Die Meßergebnisse sind in Tabelle I zusammengestellt. Sie gibt für die einzelnen Proben, von denen die Schmelzkristalle mit römischen, die Rekristallisationskristalle mit arabischen Ziffern bezeichnet sind, den Winkel φ, die Stablänge l, die für Längen unter 10 cm mit einem Zeißschen Komparator gemessen wurden und sofern nicht besonders angegeben, auch für den Torsionsversuch gilt[1]), den mittleren Radius r, berechnet aus Gewicht und Länge mit der experimentellen Dichte 1,742, die Eigentöne n_{biege}[2]) bzw. n_{torse}, endlich die nach den in Arbeit (9), Abschnitt 3 zusammengestellten Formeln berechneten Größen s_{33} und s_g. Die im letzteren Fall benötigten Konstanten der Endmassen F finden sich in den Arbeiten (7), Tabelle 3 und (8), Tabelle 2. In Abb. 1 sind s_{33} und s_g als Funktion von φ in Polarkoordinaten dargestellt.

Der Einfluß der kristallelastisch bedingten Verknüpfung von Biegung und Drillung („Biegungs-Drillungseffekt") auf die Bestimmung von s_{33} und s_g ist gering, da beim Magnesiumkristall die für den Effekt charakteristische Größe χ klein ist, sie besitzt nach der Rechnung [vgl. dazu (8), Abschnitt Vb], als Funktion von φ noch eine innere Nullstelle bei $\varphi \approx 54°$ und erreicht im Höchstfalle noch nicht 4 Promille. Demgemäß ist die Biegungs-Drillungskorrektion für die s_{33} wiederum ganz zu vernachlässigen, und auch für die s_g liegt sie im allgemeinen mit einigen Promille innerhalb der Fehlergrenzen und ist deshalb nicht besonders aufgeführt. Nur bei *Mg* XIX und *Mg* 85 übersteigt sie etwas 1 Prozent im Zusammenhang mit früher diskutierten Sonderverhältnissen [vgl. (8), S. 476/477]. Die hierbei auftretende Unbestimmtheit der Korrektionen ist in Tabelle I und Abb. 1 entsprechend kenntlich gemacht.

Bei der Anpassung der theoretischen Orientierungsabhängigkeit von s_{33} und s_g an die Beobachtungen wurden zunächst die s_{33} durch geeignete Wahl der Parameter S_{11}, S_{33} und B in Gleichung (1), dann die s_g durch Gleichung (2) mittels der noch frei wählbaren Größen S_{44} und A dargestellt. Den Grad der erreichten Anpassung zeigen die Differenzen Δ zwischen Beobachtung und Rechnung in Tabelle I und die ausgezogenen Kurven in Abb. 1. Die so gefundenen Parameter ergaben für die S_{ik} folgende Zahlenwerte für Zimmertemperatur in 10^{-13} [cm²/dyn]:

$$S_{11} = 22{,}15, \quad S_{12} = -7{,}7,$$
$$S_{13} = -4{,}93, \quad S_{33} = 19{,}75,$$
$$S_{44} = 60{,}3\,^{1}).$$

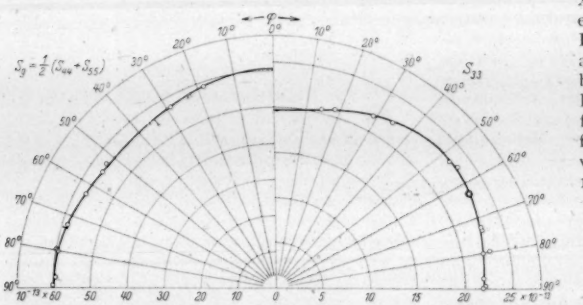


Abb. 1. *Mg*-Einkristall, spez. Dehnung (s_{33}) und spez. Drillung (s_g) in [cm²/dyn] als Funktion der kristallographischen Orientierung.

Dem Meßverfahren nach sind sie als adiabatische Konstanten anzusehen. Für die Hauptelastizitätsmoduln C_{ik} („Hauptelastizitätskonstanten" nach W. Voigt) findet man durch Umrechnung

1) Die Dicke der Lotschichten ist hier also nicht berücksichtigt, die hieraus entspringende Unsicherheit in s_g dürfte indessen selbst bei den kürzesten Proben 1 Proz. nicht überschreiten.

2) n' bzw. n'' bezeichnet die beiden etwas verschiedenen Grundtöne, die infolge der Abweichung von der exakten Kreisform auftreten.

1) Die geringen Abweichungen gegenüber der Vorveröffentlichung beruhen zum größten Teil auf der Beseitigung eines Rechenfehlers.

Tabelle I.

Kristall	φ	l cm	r cm	n_{bieg} n'	n''	s_{33} $\cdot 10^{13}$ [cm²/dyn]	Δ	n_{tors}	s_g $\cdot 10^{12}$ [cm²/dyn]	Δ
Mg 50	14° 30′	4,53$_9$	0,1369	6167	6228	20,4$_7$	+0,0$_6$	—	—	—
XI	18° 20′	14,56	0,2463	1080	1086	20,8$_1$	+0,0$_3$	1407[1])	58,7	±0,0
XV	29°	11,38	0,2452	1713	1737	21,7$_4$	−0,1$_1$	1509	57,2	+0,0
XIX	34° 30′	9,19$_3$	0,1647	1735	1781	22,2$_0$	−0,1$_9$	818,0	55,3 ± 1,0	−1,2
XVI	52° 45′	6,30$_4$	0,1638	3550	3705	23,1$_8$	−0,0$_7$	969,0	56,7	+0,6
169	55° 20′	6,62$_8$	0,2002	3908	4032	23,5$_0$	+0,2$_6$	1420	56,3	−0,1
12	63°	4,76$_2$	0,1213	4707	4765	22,9$_2$	−0,1$_4$	—	—	—
94	63°	10,36	0,1765	1424	1486	23,0$_5$	−0,0$_1$	874,6	57,1	−0,2
176	72° 40′	16,58	0,2037	6498	6700	22,7$_8$	+0,1$_5$	907,2	58,5	−0,1
85	73° 50′	8,48$_6$	0,1858	2263	2323	22,7$_8$	+0,2$_0$	1057	59,0 ± 0,7	+0,2
130	79° 40′	15,18	0,1557	597,1	602,6	23,0$_2$	+0,0$_8$	549,5	60,0	+0,5
116	80° —	8,20$_2$	0,2053	2721	2750	22,2$_7$	−0,0$_6$	1297	59,6	+0,1
86	87° 10′	10,34	0,2026	1704	1726	21,9$_7$	−0,1$_9$	1135[1])	59,6	−0,4
162	89° 20′	5,44$_8$	0,1919	5747	5772	22,2$_6$	+0,1$_1$	1383[1])	60,3	+0,3
28	90°	5,32$_1$	0,1290	4066	4170	21,9$_5$	−0,2$_0$	—	—	—

1) Torsionsmeßlänge für *Mg* XI: 14,60; *Mg* 86: 10,19; *Mg* 162: 5,45$_4$ cm.

aus dem S_{ik} [vgl. (15), S. 747] (in 10^{11} [dyn/cm²])

$$C_{11} = 5{,}85\,, \quad C_{12} = 2{,}50\,, \quad C_{13} = 2{,}08\,,$$
$$C_{33} = 6{,}10\,, \quad C_{44} = 1{,}66\,.$$

Als Beitrag zur Prüfung des Einflusses der Mischkristallbildung auf die elastischen Konstanten wurde noch an einigen homogenen Einkristallstäben von *Zn*-*Mg*-Legierungen mit 1 bis 2,3 Gew.-Proz. *Zn*-Gehalt die s_{33} gemessen. Das hexagonale *Mg*-Gitter erfährt durch die Lösung des *Zn* nur geringfügige Dimensionsänderungen [vgl. (14)]. Die Ergebnisse sind in Tabelle II aufgeführt (ϱ Probendichte), die letzte Spalte gibt die Abweichungen von den berechneten s_{33} des reinen *Mg*-Kristalls gleicher Orientierung, sie überschreitet nicht die Fehlergrenze.

Tabelle II.

Kristall	Gewichtsproz. *Zn*	φ	ϱ	s_{33} $\cdot 10^{13}$ [cm²/dyn]	Δ
33	1	23° 45′	1,762	21,4$_0$	+0,1$_9$
75	1	46° 30′	1,762	23,0$_7$	−0,0$_7$
36	1	74° 45′	1,762	22,2$_8$	−0,2$_6$
49	1,6	78° 15′	1,770	22,2$_5$	−0,1$_4$
65	2,3	85° 30′	1,781	22,0$_6$	−0,0$_2$

II. Elektrischer Widerstand.

Nach der Theorie der elektrischen Leitung in Kristallen besteht zwischen dem spezifischen Widerstand eines Einkristallstabes, dessen Stabachse mit der hexagonalen Achse den Winkel φ bildet (ϱ_φ) und den spezifischen Widerständen parallel und senkrecht zur hexagonalen Achse ($\varrho_\parallel$ bzw. $\varrho_\perp$) die Beziehung

$$\varrho_\varphi = \varrho_\parallel - (\varrho_\parallel - \varrho_\perp)\sin^2\varphi\,.$$

Mißt man also ϱ_φ bei einer gegebenen Temperatur an einer Reihe verschieden orientierter Proben und trägt die Werte als Funktion von $\sin^2\varphi$ auf, so müssen sie auf einer Geraden liegen, die Abschnitte auf den Ordinaten $\sin^2\varphi = 0$ bzw. $= 1$ sind dann $\varrho_\parallel$ und $\varrho_\perp$. Im vorliegenden Fall wurden die spezifischen Widerstände an 12 *Mg*-Einkristallen (davon *Mg* 90,188 zuvor unbenutzt) bei 18,0° C bestimmt. Die Widerstandsmessungen wurden nach der Stromspannungsmethode mit einem Diesselhorst-Kompensator ausgeführt, während sich die Proben, gruppenweise in einer Haltevorrichtung montiert, in einem Petroleumbad befanden. Die Meßspannung wurde mittels leichter federnder Spitzenklemmen abgenommen, die Ausmessung des Abstandes der zurückbleibenden schwachen Eindrücke unter dem Komparator lieferte die Meßlänge. Als mittlere Querschnitte sind die durch Auswägung gefundenen eingesetzt, sie gelten, streng genommen, für die Gesamtlänge der Proben, da sich indessen die elektrische Meßlänge meist nicht sehr wesentlich von dieser unterschied, kann der hierdurch verursachte Fehler nicht beträchtlich sein. Die Ergebnisse sind in Tabelle III angegeben, Abb. 2. zeigt, daß die lineare Abhängigkeit von ϱ_φ in befriedigender

Tabelle III.

Kristall	φ	$\varrho_{+18°C} \cdot 10^6$ Ω cm
Mg 50	14° 30′	3,81$_3$
XI	18° 20′	3,84$_8$
XV	29°	3,95$_7$
XIX	34° 30′	3,99$_3$
90	49°	4,21$_8$
XVI	52° 45′	4,27$_2$
169	55° 20′	4,28$_3$
94	63°	4,37$_7$
85	73° 50′	4,46$_8$
116	80°	4,49$_2$
188	82°	4,51$_6$
162	89° 20′	4,49$_2$

Weise erfüllt ist, die Abweichungen überschreiten fast durchweg nicht $^1/_2$ Proz. Als spezifische Widerstände parallel und senkrecht zur hexagonalen Achse bei 18,0° C ergeben sich

$$\varrho_{\parallel} = 3{,}77_5 \cdot 10^{-6}, \quad \varrho_{\perp} = 4{,}53_0 \cdot 10^{-6}\,\Omega\ \text{cm}.$$

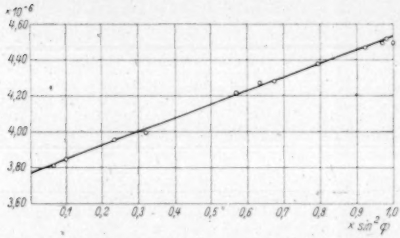


Abb. 2. *Mg*-Einkristall, spez. elektrischer Widerstand bei 18,0° in [Ω cm] als Funktion der kristallographischen Orientierung.

Im Hinblick auf gewisse Unstimmigkeiten mit Ergebnissen von Bridgman, auf die am Schluß noch näher eingegangen wird, wurde die Messung der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes von dem einen von uns (Goens) in erweitertem Umfange wiederholt und auf tiefe Temperaturen ausgedehnt. Es geschah dies an 6 Proben ($2 \approx \parallel$, $4 \approx \perp$ zur hexagonalen Achse), die in der oben angegebenen Weise in verschiedenen Temperaturbädern (Petroleum 100°, 0°; fl. O_2; fl. N_2; fl. H_2) gemeinsam gemessen wurden. Die Ergebnisse zeigt Tabelle IV. Hierin bedeutet R_0 den Absolutwiderstand bei 0° C, $r_t = R_t/R_0$ den Relativwiderstand für die Temperatur t[1]). Da $r_{-252,8^0}$ auf einen merklichen, durch unvollkommene Reinheit des Metalls bedingten Zusatzwiderstand im Sinne der Matthiessen-Nernstschen Regel schließen ließen, bedurfte es noch einer Umrechnung der r-Werte auf den Zustand absoluter

Tabelle IV.

Kristall	φ	$R_0 \cdot 10^6\,\Omega$	$r_t = R_t/R_0$				
			$t = +100{,}0°$	$-183{,}1°$	$-195{,}2_5°$	$-252{,}8°$	$-268{,}0°$ (Meißner, Steiner)
Mg 50	14° 30′	185,5$_0$	1,423$_6$	0,1935$_7$	0,1425$_7$	0,0138$_8$	0,012$_6$
XI	18° 20′	235,9$_1$	1,422$_6$	0,1914$_8$	0,1405$_8$	0,0123$_4$	0,011$_7$
116	80°	196,9$_8$	1,415$_6$	0,1902$_6$	0,1391$_7$	0,0144$_0$	—
188	82°	497,5$_9$	1,416$_1$	0,1897$_6$	0,1385$_2$	0,0137$_8$	—
86	87° 10′	258,3$_9$	1,415$_7$	0,1901$_7$	0,1389$_1$	0,0142$_7$	—
162	89° 20′	140,8$_2$	1,415$_9$	0,1897$_0$	0,1384$_6$	0,0137$_0$	0,012$_1$

Reinheit. Nach der genannten Regel berechnet sich der relative Widerstand des reinen Metalls $[r]_t$ aus $[r]_t = \dfrac{r_t - \zeta}{1 - \zeta}$, wo $\zeta = \dfrac{r_t - [r]_t}{1 - [r]_t}$ eine empirisch zu ermittelnde temperaturunabhängige Konstante ist. In der Nähe des absoluten Nullpunkts, wo $[r]_t$ sehr klein wird, ist $\zeta = r_t$. Demgemäß wurden im Kältelaboratorium der Reichsanstalt für die Proben *Mg* 50, XI, 162 r_t und damit ζ in flüssigem *He* bestimmt (Tabelle IV, letzte Spalte), wofür ich Herrn Prof. Meißner und Dr. Steiner bestens danke. Die hiermit berechneten $[r]_t$ sind unter gleichzeitiger Umrechnung auf extreme Orientierungen in Tabelle V eingetragen. Für die übrigen Proben *Mg* 116, 188 und 86 wurden die ζ unter Vernachlässigung des unbedeutenden Orientierungseinflusses mit Hilfe des für *Mg* 162 gefundenen Wertes von $[r]_{-252,8}$ abgeleitet. Die damit errechneten Reinwerte für $+100°$, $-183°$, $-195°$ stehen in bester Übereinstimmung mit den entsprechenden Zahlen für *Mg* 162 und sind deshalb in Tabelle V nicht besonders angegeben. Die geringen Unterschiede in dem unreduzierten r_t dieser vier Kristalle sind demnach lediglich

Tabelle V.

t	$[r_{\parallel}]_t$		$[r_{\perp}]_t$
	aus *Mg* XI	aus *Mg* 50	aus *Mg* 162
$+100{,}0°$	1,428	1,430	1,421
0°	1,000	1,000	1,000
$-183{,}1°$	0,182$_2$	0,183$_6$	0,179$_8$
$-195{,}2_5°$	0,130$_7$	0,131$_9$	0,127$_9$
$-252{,}8°$	0,000$_7$	0,001$_3$	0,001$_6$

durch Schwankungen in den Restwiderständen verursacht, dagegen zeigen die nahe gleich orientierten Kristalle *Mg* 50 und XI einen geringfügigen Unterschied in der Temperaturabhängigkeit (vgl. Tabelle V), der mit der Verschiedenheit der Herstellungsverfahren zusammenhängen dürfte. Nach den Beobachtungen des einen von uns [Schmid (14), S. 454] unterscheiden sie sich auch im plastischen Verhalten, die Rekristallisationskristalle erscheinen dabei als die vollkommeneren.

1) Die angegebene Stellenzahl der r_t ist natürlich nur sinnvoll für den Vergleich der Proben untereinander, nicht aber in Hinblick auf die Genauigkeit der Badtemperaturen.

III. Thermische Ausdehnung.

Die Angaben der vorläufigen Veröffentlichung beschränken sich auf die thermische Ausdehnung für die Temperaturintervalle $+20°/+100°/+200°$. Im Hinblick auf die analogen Messungen am *Zn*- und *Cd*-Einkristall von Grüneisen und Goens (11) erschien aber eine Ausdehnung auf das Gebiet tiefer Temperaturen von Interesse. Dieses ist nachträglich von dem einen von uns (Goens) unter gleichzeitiger Verbesserung der Versuchsanordnung geschehen, dabei wurden die Versuche oberhalb Zimmertemperatur wiederholt.

Als Meßgerät diente ein Henningsches Rohr aus Quarzglas. Um die Versuche bis zur Temperatur des fl. H_2 ausdehnen zu können, und den Angriff der Probenfläche bei höherer Temperatur zu vermeiden, wurde der Ausdehnungsapparat nach dem Vorgang von H. Ebert (5) in ein mit Wasserstoffgas gefülltes Hüllrohr eingeschlossen. Als Temperaturbäder dienten oberhalb Zimmertemperatur ein elektrischer Ofen, bei der zweiten Meßreihe gelegentlich zur Kontrolle auch ein Ölbad (*Mg* 76), für tiefe Temperaturen ein CO_2-Alkoholgemisch, fl. O_2, fl. N_2, fl. H_2. Die Verschiebung zwischen Stempel und Rohr des Ausdehnungsapparats wurde an einer Reihe von Marken mit dem Okularschraubenmikrometer eines Ablesemikroskops gemessen. Ausgangstemperatur war $+20{,}0°$ C. Die Korrekturen an den beobachteten relativen Längenänderungen wegen der gleichzeitigen Ausdehnung des Quarzglases sind den Angaben der Wärmetabellen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt (16) entnommen.

Tabelle VI.

t	$\left(\frac{\Delta l}{l_{20}}\right)^t_{+20,0\,C} \cdot 10^3$		t_1/t_2	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$
	$\parallel$	$\perp$			
$+200°$	$+5{,}11$	$+4{,}87$	$+200°/+100°$	29,1 (28,7)	27,8 (27,4)
$+100°$	$+2{,}20$	$+2{,}09$	$+100°/+20°$	27,5 (26,4)	26,1 (25,6)
$+20°$	0,00	0,00	$+20°/-80°$	25,7	24,3
$-80°$	$-2{,}57$	$-2{,}43$	$-80°/-183°$	20,3	18,8
$-183°$	$-4{,}66_3$	$-4{,}36_2$	$-183°/-195°$	13,8	13,0
$-195°$	$-4{,}82_8$	$-4{,}51_8$	$-195°/-253°$	$5{,}8_8$	$5{,}3_8$
$-252°$	$-5{,}16_9$	$-4{,}83_0$			

Die Messungen wurden an zwei Kristallstäben von $\approx 14{,}5$ cm Länge mit den Orientierungen $\varphi = 18° 20'$ (*Mg* XI, vgl. Abschnitt I) und $\varphi = 81° 50'$ (*Mg* 75) ausgeführt und mit Hilfe der Gleichung (4) analogen Beziehung auf extreme Orientierungen umgerechnet. Tabelle VI gibt das Ergebnis für die angegebenen Temperaturen bzw. Intervalle die relativen Längenänderungen und thermischen Ausdehnungskoeffizienten parallel und senkrecht zur hexagonalen Achse $\alpha_{\parallel}$ und $\alpha_{\perp}$. Die Übereinstimmung der Ausdehnungskoeffizienten oberhalb Zimmertemperatur mit den Werten der Vorveröffentlichung (in der Tabelle in Klammern beigefügt) ist z. T. wenig befriedigend, doch sind die vorliegenden Messungen aus experimentellen Gründen als zuverlässiger anzusehen, insbesondere da sich die Ergebnisse der Vorveröffentlichung nur auf eine einzige Meßreihe stützen.

Die in der Literatur für den Polykristall angegebenen thermischen Ausdehnungskoeffizienten, insbesondere die von Hidnert-Sweeney (12) und Ebert (5) stimmen auf gleiche Temperaturintervalle umgerechnet praktisch mit den $\alpha_{\perp}$ überein. Dieser Befund wäre ohne weiteres verständlich, wenn man für die untersuchten polykristallinen Proben eine Ziehtextur annehmen dürfte.

IV. Diskussion der Ergebnisse.

In drei Arbeiten (1, 2, 3), von denen die erste fast gleichzeitig mit unserer vorläufigen Veröffentlichung erschien, teilte auch Bridgman Meßergebnisse für einige physikalische Konstanten des *Mg*-Einkristalls mit. Soweit sich die Zahlenwerte mit den vorliegenden vergleichen lassen, ist die Übereinstimmung teilweise unbefriedigend. Die Ursachen der Abweichungen können auf Grund eines neuerlichen Briefwechsels mit Prof. Bridgman nach Abschluß der ergänzenden Messungen als weitgehend geklärt angesehen werden. Im besonderen Maße gilt dies für die groben Unterschiede in den Hauptelastizitätskonstanten. Hier sieht nunmehr Bridgman unsere Zahlen als die weitaus zuverlässigeren an[1]), da er nach neueren eigenen Erfahrungen über den starken Einfluß von Verformungen auf die elastischen Eigenschaften (4) unsere Zweifel an der Genauigkeit seiner statischen Biegungs- und Drillungsmessungen teilt.

[1]) Er selbst hatte angegeben (3) $S_{11} = S_{33} = 20{,}4$ $S_{12} = S_{13} = -5{,}2$, $S_{44} = 87{,}8 \cdot 10^{-13}$ [cm²/dyn].

Dagegen hält er seine direkt gemessenen linearen Kompressibilitäten $\parallel$ und $\perp$ zur hexagonalen Achse aufrecht, und zwar (umgerechnet auf adiabatische Zustandsänderung) $\varkappa_{\parallel} = 9{,}6$, $\varkappa_{\perp} = 9{,}75 \cdot 10^{-13}$ [cm²/dyn], während Ebert (6) aus Messungen an drei unserer Kristalle zahlenmäßig 9,5 bzw. 9,6$_5$ ableitete. Aus unseren Hauptkonstanten ergibt sich $\varkappa_{\parallel} = S_{33} + 2\,S_{13} = 9{,}9$, $\varkappa_{\perp} = S_{11} + S_{12} + S_{13} = 9{,}5 \cdot 10^{-13}$ [cm²/dyn], indes berechnen sich diese Größen aus unseren Messungen nur ungenau, durch passende Abänderung der Hauptkonstanten würde sich u. U. eine bessere Wiedergabe erzwingen lassen, ohne daß dadurch gleichzeitig die Differenzen zwischen Rechnung und Beobachtung in s_{33} und s_g die Fehlergrenzen wesentlich überschritten. Für die kubischen Kompressibilitäten $\varkappa = \varkappa_{\parallel} + 2\varkappa_{\perp}$ ergeben sich für alle drei Beobachter praktisch übereinstimmende Werte.

Für die Absolutwerte der spezifischen Widerstände $\parallel$ und $\perp$ zur hexagonalen Achse findet Bridgman bei $+ 22{,}5°$ C $\varrho_{\parallel} = 3{,}89$, $\varrho_{\perp} = 4{,}60 \cdot 10^{-6}$ [Ω cm], während unsere Messungen auf gleiche Temperatur umgerechnet 3,85 bzw. 4,62, also nahezu dieselben Werte liefern. Der Reinheitsgrad der beiderseitigen Proben wäre danach nicht wesentlich verschieden.

Hinsichtlich der Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes zwischen 100° und 0° in den Extremrichtungen (Bridgman: $\beta_{\parallel} = 0{,}00413$, $\beta_{\perp} = 0{,}00441$; Goens und Schmid: $\beta_{\parallel} = 0{,}00424$, $\beta_{\perp} = 0{,}00416$[1]) ist die Übereinstimmung in $\beta_{\parallel}$ befriedigend, besonders wenn man im Sinne der Matthiessenschen Regel die Produkte $\varrho_{\parallel}\beta_{\parallel}$ vergleicht, dagegen unterscheiden sich die $\beta_{\perp}$ immerhin um ≈ 6 Proz.[2]). Nach erneuter Überprüfung seiner Messungen erklärte Bridgman es für sehr wohl möglich, daß bei ihm aus experimentellen Gründen $\beta_{\perp}$ zu hoch ausgefallen ist.

Endlich gibt Bridgman für die Hauptwerte der thermischen Ausdehnung für das Temperaturintervall $+ 30°/+ 15°$ $\alpha_{\parallel} = 27{,}1\,(27{,}0) \cdot 10^{-6}$, $\alpha_{\perp} = 24{,}3\,(25{,}4) \cdot 10^{-6}$ an. Die beigefügten Klammerwerte sind aus den endgültigen Zahlen der Tabelle VI auf die gleiche mittlere Temperatur umgerechnet. Wie man sieht, ist sein $\alpha_{\perp}$ um einige Prozent niedriger, die Messungen erheben allerdings wegen des kleineren Temperaturintervalls und der geringen Länge der Proben (2 cm), die auch für die Bestimmung der linearen Kompressibilitäten dienten, keinen besonderen Anspruch auf Genauigkeit.

Über Schlußfolgerungen grundsätzlicher Art, die sich aus den physikalischen Konstanten des *Mg*-Kristalls ziehen lassen, ist bereits in dem genannten Vortrag (14) sowie in den Bridgmanschen Arbeiten (2, 3) ausführlicher gesprochen worden. Bringt man beim *Zn*- und *Cd*-Kristall die zum Teil sehr erheblichen Unterschiede der physikalischen Eigenschaften $\parallel$ und $\perp$ zur hexagonalen Achse mit der stärkeren Abweichung des kristallographischen Achsenverhältnisses c/a von dem der dichtesten hexagonalen Kugelpackung ($c/a = 1{,}633$) in Zusammenhang, so wären für den *Mg*-Kristall, dessen Gitter nahezu der dichtesten Packung entspricht, nur geringe Unterschiede zu erwarten gewesen. Die in Tabelle VII zusammengestellten Zahlen für *Mg* zeigen die beschränkte Gültigkeit dieses Schlusses, insbesondere bei $\varrho_{\parallel}/\varrho_{\perp}$ und S_{33}/S_{11}, während die spez. Drillungen in den Extremrichtungen praktisch gleich sind (vgl. Abb. 1). Auch sonst ist ein eindeutiger Parallelismus zwischen Achsenverhältnis und Anisotropie nach Tabelle VII nicht zu erkennen, höchstens daß C_{11}/C_{33} und $\varrho_{\parallel}/\varrho_{\perp}$ mit c/a monoton wachsen. Ebenso bleibt es zweifelhaft, ob die Unterschreitungen von 1 bei den Anisotropiequotienten des *Mg* mit der leichten Unterschreitung des c/a-Wertes der hexagonalen dichtesten Kugelpackung in Verbindung stehen.

Tabelle VII.

	c/a	S_{33}/S_{11}	C_{11}/C_{33}	$\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp}$	$\varrho_{\parallel}/\varrho_{\perp}$
Mg	1,625	0,89	0,96	1,05	0,83
Zn	1,856	3,4	1,8	4,5$_3$	1,04
Cd	1,885	2,9	2,4	2,4$_2$	1,22

Zusammenfassung.

Aus Messungen an Einkristallstäben verschiedener kristallographischer Orientierung wurden für den hexagonalen Magnesiumkristall folgende physikalische Größen zahlenmäßig bestimmt: elastische Hauptkonstanten und Hauptwerte des spez. Widerstandes bei Zimmertemperatur, die relativen elektrischen Widerstände im Temperaturgebiet von $+ 100°$ bis $- 269°$, sowie die Hauptwerte der thermischen Ausdehnung im Bereich $+ 200°$ bis $- 253°$.

Die Anisotropie der physikalischen Eigenschaften ist wesentlich geringer als die von *Zn* und *Cd*, aber zum Teil doch größer, als man bei der nahen Übereinstimmung des *Mg*-Gitters mit dem der hexagonalen dichtesten Kugelpackung hätte vermuten können.

1) Vorläufige Veröffentlichung $\beta_{\parallel} = 0{,}00427$, $\beta_{\perp} = 0{,}00416$.

2) Die Angaben hierüber in unserer vorläufigen Veröffentlichung sind infolge eines unaufgeklärten Versehens ganz unrichtig.

Literaturverzeichnis.

1) P. W. Bridgman, Phys. Rev. **37**, 460, 1931.
2) P. W. Bridgman, Proc. Amer. Ac. **66**, 255, 1931.
3) P. W. Bridgman, Proc. Amer. Ac. **67**, 29, 1932.
4) P. W. Bridgman, Phys. Rev. **47**, 393, 1935.
5) H. Ebert, Zeitschr. f. Phys. **47**, 712, 1928.
6) H. Ebert, Physik. Zeitschr. **36**, 385, 1935.
7) E. Goens, Ann. Phys. **4**, 733, 1930.
8) E. Goens, Ann. Phys. **15**, 455, 1932.
9) E. Goens, Ann. Phys. **17**, 233, 1933.
10) E. Goens u. E. Schmid, Naturw. **19**, 376, 1931.
11) E. Grüneisen u. E. Goens, Zeitschr. f. Phys. **29**, 141, 1924.
12) P. Hidnert u. W. T. Sweeney, Bur. of Stand. Journ. of Res. **1**, 771, 1928.
13) E. Schiebold u. G. Siebel, Zeitschr. f. Phys. **69**, 458, 1931.
14) E. Schmid, Zeitschr. f. Elchem. **37**, 447, 1931.
15) W. Voigt, Lehrbuch der Kristallphysik, Teubner, Leipzig 1928.
16) L. Holborn, K. Scheel u. F. Henning, Wärmetabellen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Braunschweig 1919.

(Eingegangen 20. März 1936.)

Über den Verdampfungsvorgang nach kinematographischen Aufnahmen an Dampfblasen[1].

Von W. Fritz und W. Ende.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und dem Forschungsinstitut der AEG.

Das Verdampfen einer Flüssigkeit ist rein thermodynamisch nicht zu erfassen, sondern mit den Vorgängen beim Entstehen, Wachsen und Aufsteigen der Dampfblasen verknüpft. Auf Anregung von M. Jakob (vgl. Schlußbemerkung S. 401) haben wir es daher unternommen, im Zusammenhang mit einer früheren Arbeit (1) das Entstehen von Dampfblasen an einer ebenen waagerechten Heizfläche sowie das Aufsteigen der Dampfblasen im Wasser nach dem Abreißen von der Heizfläche mit Hilfe photographischer, insbesondere kinematographischer Beobachtung näher zu untersuchen (2). Im folgenden werden die endgültigen Ergebnisse der zahlenmäßigen Auswertung solcher Aufnahmen mitgeteilt. Einige vorläufige Ergebnisse sind schon früher angegeben worden (3).

[1] Über Ergebnisse der vorliegenden Untersuchung haben M. Jakob bei der Wissenschaftlichen Tagung des Vereins Deutscher Ingenieure am 15. Oktober 1932 und W. Fritz auf der Tagung des Ausschusses für Wärmeforschung dieses Vereins am 8. Oktober 1935 berichtet.

A. Das Abreißvolumen von Dampfblasen auf Grund photographischer Aufnahmen.

Form und Größe von Gas- und Dampfblasen, die auf waagerechten ebenen Flächen aufsitzen, sind bestimmt durch das Kräftegleichgewicht zwischen Auftrieb und Oberflächenkräften. Letztere sind in diesem Fall außer durch die Oberflächenspannung der Flüssigkeit gegen den gasförmigen Stoff gekennzeichnet durch den Randwinkel, mit welchem die Blase an die feste Heizfläche grenzt (vgl. Abb. 1). Der Randwinkel ist durch das Verhalten der Flüssigkeit gegenüber dieser Oberfläche gegeben (4). Eine Blase, die auf einer Heizfläche aufsitzt, wächst hiernach z. B. durch Verdampfung bei konstant bleibendem Randwinkel ganz gesetzmäßig an; zunächst sind dabei die Haftkräfte größer, die Blase bleibt sitzen. Erst nach Erreichen eines bestimmten maximalen Volumens (Abreißvolumen V_A) reißt die Blase von der Heizfläche ab. Mit Hilfe der Tafeln von Bashforth und Adams (5), welche die Differentialgleichung aufsitzender Gasblasen näherungsweise integriert haben, hat der eine von uns diese Maximalvolumen $V_{max} = V_A$ durch Einführen geeigneter dimensionsloser Größen rechnerisch und graphisch ermittelt und in einfacher Weise durch eine Funktion $V_{max}/a^3 = \varphi(\Theta)$ dargestellt (6).

Hierbei ist
für eine Gasblase:

$$a = \sqrt{\frac{2H}{g(\varrho_2 - \varrho_1)}},$$

für eine Dampfblase:

$$a = \sqrt{\frac{2H}{g(\varrho' - \varrho'')}}, \qquad (1)$$

die Laplacesche Konstante und Θ der Randwinkel. H bedeutet die Oberflächenspannung (flüssig-gasförmig) in dyn/cm, g die Schwere in cm/s², ϱ_2 die Dichte der Flüssigkeit in g/cm³, ϱ_1 die Dichte des Gases in g/cm³; ϱ' und ϱ'' die Dichten von Flüssigkeit und Dampf im Sättigungszustand.

Kennt man a und Θ, so kann man mit Hilfe der erwähnten Funktion φ bzw. der besonders einfach darzustellenden Funktion $X(\Theta) = \left(\frac{V_{max}}{a^3}\right)^{1/3}$ für jeden Fall und jeden Stoff berechnen, mit welchem Volumen $V_{max} = V_A$ eine Dampf- (Gas-) Blase von ihrer Grundfläche abreißt. Hierbei ist nun noch eine Einschränkung zu machen; die Tafeln von Bashforth und Adams gestatten nämlich nur die Berechnung von V_A für größere Randwinkel als 60°. Das unterhalb 60° liegende Gebiet ist aber praktisch besonders

wichtig. Zunächst wurde daher in der obenerwähnten Arbeit (6), was ganz zwanglos möglich war, die Funktion X von 60 bis 0° aus ihrem Verlauf oberhalb 60° linear extrapoliert (vgl. Literaturverzeichnis 6, S. 384).

Inzwischen haben wir aber diesen noch etwas unsicheren Teil, dessen theoretische Berechnung sehr schwierig gewesen wäre, durch Versuche geprüft. In Wasser von nahezu 100° C (genaues Mittel 93°), also kurz vor dem schnellen Verdampfen (Sieden) wurden Dampfblasen auf einer waagerechten verchromten Kupferheizfläche erzeugt und wenige Sekunden oder Bruchteile von Sekunden vor dem Abreißen photographiert (2). Aus den Aufnahmen (Abb. 1) kann

a b

Abb. 1. Photographische Aufnahmen von Wasserdampfblasen. Dampfblase a. Temperatur $\vartheta = 91°$ C. Randwinkel $\Theta = 41°$. Dampfblase b. 3 Sekunden vor dem Abreißen. $\vartheta = 81°$ C. $\Theta = 45°$. (Bei der Betrachtung der Aufnahmen muß man die Spiegelung des untersten Teiles der Dampfblasen an der Heizfläche berücksichtigen.)

man Volumen und Randwinkel (mit Hilfe des Spiegellineals) gut ermitteln. In Abb. 2 sind die hiernach ermittelten Meßwerte $(V_A/a^3)^{1/3}$ über

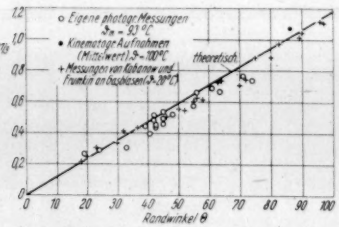


Abb. 2. Vergleich der gemessenen Werte des Abreißvolumens V_A von Gas- und Dampfblasen mit den theoretisch zu erwartenden Werten.

dem Randwinkel Θ als Kreise eingetragen ($a = 3{,}570$ mm). Der Punkt bei 90° ist das hier vorweggenommene rohe mittlere Ergebnis aus den später zu beschreibenden kinematographischen Aufnahmen (7).

Als weiterer experimenteller Befund standen zur Verfügung russische Messungen von Kabanow und Frumkin (8). Kabanow und Frumkin haben beim Studium elektrolytischer Erscheinungen an waagerechten Elektroden sich bildende Wasserstoffbläschen (in sehr verdünnten Lösungen bei 20° C) mikrophotographisch aufgenommen und aus den erhaltenen Bildern Volumen und Randwinkel bestimmt. Ihre Ergebnisse sind, auf die dimensionslose Darstellung umgerechnet, in Abb. 2 als Kreuze eingetragen ($a = 3{,}853$ mm).

Schließlich ist in Abb. 2 noch die obenerwähnte unterhalb 60° durch Extrapolation der theoretischen Kurve erhaltene Gerade eingezeichnet. Beim Vergleich mit der Theorie muß man beachten, daß die theoretischen Werte unter der Voraussetzung berechnet sind, daß die Blasen im Gleichgewicht stehen oder wenigstens nur sehr langsam anwachsen. Bei den Messungen der russischen Forscher war dieser Zustand leichter herzustellen als bei unseren Wasserdampfblasen. Im allgemeinen darf man erwarten, daß die gemessenen Punkte etwas niedriger liegen als die theoretischen Werte, wie es auch tatsächlich der Fall ist. Jedenfalls aber bestätigen die Versuche nicht nur die in der früheren Arbeit vorweggenommene Extrapolation der theoretischen Werte unterhalb 60°, sondern sie sind auch eine Bestätigung der Theorie überhaupt. Alle Messungen passen trotz verschiedener a-Werte (verschiedene Wassertemperaturen) gut zusammen.

Hier wäre noch ein Wort über die Bedeutung des Randwinkels zu sagen. Der Randwinkel ist experimentell etwas unsicher bestimmbar und physikalisch nicht so eindeutig wie etwa die Oberflächenspannung. Jedenfalls bestimmt aber der statistische Mittelwert des Randwinkels zwischen einer Flüssigkeit und einer Heizfläche in vielen Fällen das Verhalten der Grenzfläche praktisch genügend sicher. An Dampfblasen in Wasser von rund 90° C auf einer waagerechten verchromten Kupferheizplatte erhielten wir als statistischen Mittelwert Θ_m zwischen 40 und 45°.

B. Das Entstehen und Aufsteigen von Dampfblasen in Wasser auf Grund kinematographischer Aufnahmen.

1) Die Aufnahmen.

Die kinematographischen Aufnahmen wurden mit dem Zeitdehner gemacht, den W. Ende im Forschungsinstitut der AEG. aus dem Thunschen Zeitdehner entwickelt hat (9). Bei diesem Gerät wird das Filmband kontinuierlich am Objektiv vorbeibewegt; die Belichtung geschieht über eine umlaufende Linsenscheibe (Film und Bild haben gleiche Geschwindigkeit: optischer Ausgleich). Zur Zeitmessung werden auf dem Rand des Filmbandes durch eine selbsttätige elektrische Vorrichtung in Abständen von

0,01 Sekunden Schwärzungsstreifen als Zeitmarken aufgezeichnet. Bei unseren Versuchen arbeiteten wir mit einer Bildzahl von rund 600 in der Sekunde. Da dem Aufnahmefilm, der rund 10 m lang ist, 40 m Blindfilm voranlaufen, so ist die Filmgeschwindigkeit praktisch schon konstant, wenn der Aufnahmefilm vor das Objektiv gelangt. Die verbleibende geringe stetige Änderung der Geschwindigkeit längs des Filmes wird berücksichtigt.

Die Aufnahmen der Dampfblasen wurden an der bereits früher (10) beschriebenen Versuchseinrichtung gemacht; diese besteht im wesentlichen aus einem geschlossenen zylindrischen Glasgefäß mit dem waagerechten ebenen Plattenheizkörper (hochglanzverchromte Oberfläche). Das Glasgefäß stand bei den Aufnahmen in einem zweiten, ebenfalls elektrisch geheizten wassergefüllten Glasgefäß mit quadratischer Grundfläche und ebenen parallelen Seitenwänden; so konnte ohne Verzerrung photographiert werden. Es wurde zunächst der Dauerzustand bei einer bestimmten Belastung eingestellt; im inneren und im äußeren Gefäß (hier als Wärmeschutz) befand sich siedendes Wasser. Die äußere Beheizung wurde im letzten Augenblick abgestellt, um frei von störenden Dampfblasen im Außenraum zu sein. Beleuchtet wurden die Dampfblasen von hinten mit dem durch einen Ölpapierschirm diffus gemachten Licht einer Bogenlampe. Die Dampfblasen erschienen dann scharf und dunkel auf hellem Hintergrund. Bei größerer Belastung (viele Dampfblasen) überdecken sich die einzelnen Bilder und können nicht mehr ausgewertet werden. Bei den Aufnahmen betrugen die Heizflächenbelastungen 7000–20000 kcal/m²h. Ein im Dampfraum aufgehängter Metallstab von genau bekannter Länge diente als Maßstab der Aufnahmen. Die Temperaturverteilung im Siedegefäß wurde bei der gleichen Belastung vorher oder anschließend untersucht. Die Wasserhöhe wurde so gewählt, daß der Wasserspiegel gerade noch auf dem Filmbild (19 × 24 mm) zu sehen war; sie betrug rund 60 mm.

2. Auswertung der Filme.

In der vorbeschriebenen Art wurden mehrere Filme aufgenommen, von denen aber im wesentlichen nur zwei alle Voraussetzungen für eine sichere quantitative Auswertung erfüllten. Aus einem ganzen Filmband wurden dann außerdem noch jeweils nur solche Blasen herausgesucht, die sich von Anfang bis Ende gut und eindeutig auswerten ließen. Auf diese Weise wurde schließlich der Lebenslauf von 6 Dampfblasen verfolgt. Darüber hinaus wurden viele einzelne Blasen ausgemessen, so daß insgesamt ungefähr 300 Dampfblasen zahlenmäßig untersucht worden sind. Die einzelnen Auswertungsverfahren werden im folgenden kurz beschrieben.

a) Das Volumen der Dampfblasen.

Zur Auswertung wurden die Filmbilder vergrößert, und nochmals auf Zeichenpapier aufgezeichnet. Die erhaltenen Umrisse, drei- bis viermal linear gegenüber der Wirklichkeit vergrößert, sind als Achsenschnitte von Rotationskörpern anzusehen. Das Volumen erhielt man dann durch graphische Integration:

$$V = \frac{1}{n^3}\,\frac{\pi}{4}\int_{z=0}^{z=h} (2x)^2\,dz, \qquad (2)$$

wobei $2x$ der waagerechte Durchmesser im Abstand z, dz ein Höhenelement, und n die lineare Vergrößerung ist. Die Flächen $(2x)^2 = f(z)$ wurden planimetriert.

Bei dieser Volumenauswertung muß man – wie überhaupt – zwei Gruppen von Blasen unterscheiden: kleinere Blasen, die beim Aufsteigen im Wasser zuerst Kugelform, später Ellipsoidform haben, verhältnismäßig stabil sind und ihre Gestalt nur wenig ändern; und größere Blasen, die ihre Gestalt nach dem Abreißen – wiederum von Kugelform ausgehend – sehr erheblich ändern und schließlich beim Überschreiten einer gewissen Größe sich stark deformieren. Führt man zur Kennzeichnung der Größe einer Blase den Durchmesser der Kugel gleichen Volumens: $d_k = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi}\,V}$ ein, so gehen die stabileren Blasen von $d_k = 0$ bis etwa $d_k = 4$ mm. Dies hat zur Folge, daß die zahlenmäßige Auswertung der kleinen Blasen viel sicherer ist als die der größeren. Durch Häufung der ausgewerteten Punkte kommt man aber auch für größere Blasen in gewissen Grenzen zu einer genügenden Sicherheit.

b) Die Oberfläche der Dampfblasen.

In erster Näherung ist die Oberfläche O eines Rotationskörpers dadurch zu berechnen, daß man das Profil durch eine Treppenkurve darstellt. Die Abweichung von der genauen Berechnung kann man durch Einführen eines Faktors c berücksichtigen. Man erhält dann:

$$O = c\left(\pi F_p + \frac{\pi}{2} D_{\max}^2\right), \qquad (3)$$

wobei F_p der Flächeninhalt der von der Umrißlinie (Achsenschnitt) umrandeten Fläche ist, $D_{\max} = (2x)_{\max}$ der größte auftretende Durchmesser, c eine Konstante.

Für bekannte Rotationskörper kann c leicht theoretisch berechnet werden, z. B. ist für

Kugel ..... $c = 0{,}78$
gleichseitiger Kegel .... $c = 0{,}805$
Kugelabschnitt $(h = r/2)$ $c = 0{,}828$

Rotationsellipsoide (11)
mit dem Achsenverhältnis $m = a/b$

für $m = 1$ ..... $c = 0{,}778$
für $m = 1{,}5$ ..... $c = 0{,}769$
für $m = 2{,}0$ ..... $c = 0{,}773$
für $m = 2{,}5$ ..... $c = 0{,}782$
für $m = 3$ ..... $c = 0{,}793$

Man sieht, daß für die verschiedensten Rotationskörper c nur wenig veränderlich ist. Der Zylinder ist hiervon ausgenommen ($c = 1$).

Für nicht bekannte Rotationskörper kann man die Oberfläche und damit auch den c-Wert recht genau durch verschiedene Näherungsverfahren, allerdings mühsam, bestimmen (12).

Praktisch wurde schließlich folgendes Verfahren eingeschlagen: die Oberfläche wurde angesetzt nach Gleichung (3). Der Wert c darin wurde nach verschiedenen Verfahren (12) für die typischen Formen, d. h. für jede fünfte oder achte auszuwertende Dampfblase ermittelt und eine c-Kurve für die Entwicklung der betreffenden Dampfblase gezeichnet. Mit diesen c-Werten, die sich im allgemeinen nur sehr wenig vom Mittelwert $c = 0{,}78$ für kleine, $c = 0{,}81$ für die größeren Blasen entfernten, wurden die Oberflächen berechnet. Dieses Verfahren ist sicher genauer als 5 Proz. und nimmt verhältnismäßig nicht zuviel Zeit in Anspruch.

c) Zeit–Weg-Kurve, Geschwindigkeit.

Die Zeit–Weg-Kurve ist aus den kinematographischen Aufnahmen, die für jede Blase etwa 120 Bilder geben, leicht durch Abmessen des jeweiligen Schwerpunktortes der betrachteten Dampfblase über der Heizfläche zu ermitteln (Abb. 3). Die Zeit erhält man genau durch Abmessen der Filmlänge, praktisch ebensogut durch Abzählen der Filmbilder. Die im zweiten Fall nötige Korrektion für die Ortsveränderung der Blase von Filmbild zu Filmbild ist klein und konnte im allgemeinen vernachlässigt werden.

Die Geschwindigkeit gewinnt man als Ableitung der aufgezeichneten Zeit–Weg-Kurve (vgl. Abb. 3).

d) Die Frequenz der Dampfblasen.

Die Frequenz der Blasen, d. h. die in der Sekunde an einer und derselben Stelle entstehende Zahl von Blasen (Dampfblasen entstehen immer an der gleichen Stelle, vgl. Literaturverzeichn. 1) wird durch Abzählen der Bildzahl bzw. durch Ermittlung der Zeitdifferenz vom ersten Erscheinen der einen Blase bis zum Erscheinen der nächsten usw. in einfachster Weise gefunden (Abb. 5). Da der allererste Augenblick des Entstehens nicht genau zu bestimmen ist – die Bilder werden ja diskontinuierlich aufgenommen –, sind die Frequenzen für einzelne Blasen nicht genauer als auf 1–2 Bilder in der Sekunde zu bestimmen; im Mittel vieler Beobachtungen (Auswertung einer Blasenfolge) fallen diese Fehler aber weg.

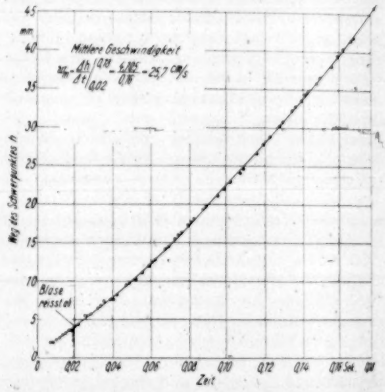


Abb. 3. Weg des Schwerpunktes einer Dampfblase über der Zeit aufgetragen. Mittlerer Durchmesser der aufsteigenden Dampfblase $d_k \approx 6$ mm. Für $t < 0{,}02$ s bewegt sich der Schwerpunkt lediglich infolge des Anwachsens der festsitzenden ruhenden Blase.

3. Ergebnisse.

a) Volumen und Oberfläche.

Nach den beschriebenen Verfahren wurde der Verlauf von Volumen und Oberfläche für 3 größere und 3 kleine Blasen ermittelt. Das Anwachsen der 3 größeren Blasen auf der Heizfläche ist sehr gut an jeweils 10–14 Bildern zu beobachten; dagegen sind die kleineren Blasen auf der Heizfläche selbst zwar sichtbar, aber meßbar auszuwerten erst nach dem Abreißen. Abb. 4 zeigt einige herausgeschnittene Filmbilder für eine größere Blase, die zuerst auf der Heizfläche aufsitzt und dann frei im Wasser schwebt (Abreißvolumen); Abb. 5 einen ähnlichen Vorgang an einer anderen Dampfblase (vergrößert). Abb. 6 läßt an Hand einer Folge von kleinen Blasen das Anwachsen beim Aufsteigen im Wasser (Abreißvolumen ≈ 1 mm³) erkennen (13).

Den gesamten Verlauf des Volumens sieht man in Abb. 7 für eine größere Blase (*a*) und für eine kleinere Blase (*b*). Die Streuung bei der kleineren Blase ist natürlich viel geringer (man

Abb. 4. Ausschnitt aus einem Film (Originalgröße): Entstehen einer Dampfblase an der Heizfläche (siehe Pfeil). Die Blase entsteht zur Zeit $t = 0$ und reißt nach Bild 11 ab (Abreißvolumen 53 mm³, $d_k = 4{,}65$ mm). Bild 13 und 19 zeigen die frei schwebende Dampfblase.

beachte den größeren Maßstab; vgl. Abschnitt 2a). Als Abszisse ist die Zählzeit aufgetragen, sie wird von dem Filmbild ab gezählt, für welches

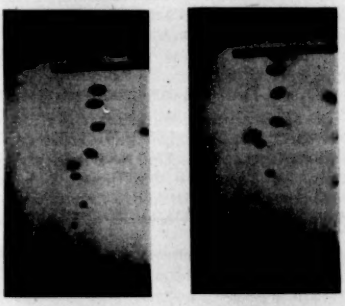
Bild-Nr.	1	12	13	24	28
Zeit =	0,001	0,020	0,022	0,041	0,047 sek.

Abb. 5. Ausschnitt aus einem Film: Entstehen einer Dampfblase, Abreißvolumen 54 mm³, $d_k = 4{,}7$ mm.

Bild 1. Blase kurz nach dem Entstehen.
Bild 12. Blase beim Abreißen, eingeschnürt.
Bild 13. Blase kurz nach dem Abreißen, kugelförmig.
Bild 24. Blase schwebt frei im Wasser. Auf der Heizfläche keine Spur eines Bläschens.
Bild 28. An derselben Stelle ist bereits die nächste Dampfblase entstanden.

gerade noch keine Spur der Blase zu entdecken ist; das nächstfolgende Bild zeigt gewöhnlich schon eine meßbar große Dampfblase (vgl. Abb. 5). Der genaue Anfangspunkt liegt also in der Mitte zwischen beiden Bildern und ist durch Extrapolation z. B. der Volumenkurven zu erhalten (vg. Kurve *a*, Abb. 7, die etwas rechts vom Nullpunkt endet).

Zahlentafel I enthält für alle 6 ausgewerteten Dampfblasen die wichtigsten Zahlenangaben zur Übersicht, und zwar für die 3 größeren Blasen Zeit, Volumen und Oberfläche im Augenblick des Abreißens und für eine spätere Zeit (Ende), für welche man alle Größen noch



6a 6b

Abb. 6. Zwei Einzelbilder aus einem Film zu verschiedenen Zeiten: Blasenfolge über einer Verdampfstelle.

sicher genug auswerten kann. Volumen und Oberfläche der drei kleinen Blasen sind erst nach dem Abreißen sicher anzugeben.

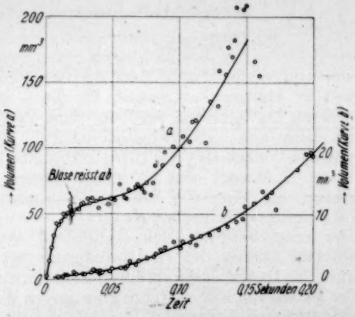


Abb. 7. Zeitliches Anwachsen von 2 Dampfblasen: a) Größere Dampfblase, Abreißvolumen 52,5 mm³, b) kleine Dampfblase, Abreißvolumen ≈ 0,5 mm³.

Zahlentafel I.
Hauptdaten der ausgewerteten Dampfblasen.

Filmbezeichnung	Bezeichnung der Dampfblase	Zeit beim Abreißen ($t \approx 0$ beim Entstehen)	Abreißvolumen	Oberfläche beim Abreißen	Zeit am Ende	Endvolumen	Endoberfläche
		s	mm³	mm²	s	mm³	mm²
ZD 241....	BM 1	0,023	83,5	98	0,15	200	241
	BM 3	0,018₄	34,5	54	0,136	100	168
	BR 8	0,020	52,5	69	0,145	172	207
ZD 254....	B 0	—	≈ 0,5	—	0,195	18,5	38,4
	B 1	—	≈ 0,5	—	0,195	27,6	50
	B 2	—	≈ 0,6	—	0,20	28,6	50

Die Oberflächen O verlaufen ähnlich wie die Volumen; für die gleichen Dampfblasen wie in Abb. 7 wachsen sie von 0–215 mm² (*a*) bzw. von 0–40 mm² (*b*).

b) Die Geschwindigkeit.

Die aus unseren Beobachtungen (vgl. Abb. 3) erhaltene Geschwindigkeit kann nicht der Geschwindigkeit entsprechen, wie man sie beim stationären Aufsteigen von Blasen konstanter Größe gefunden hat. In Abb. 8 sind daher lediglich zur allgemeinen Übersicht die Kurvenzüge

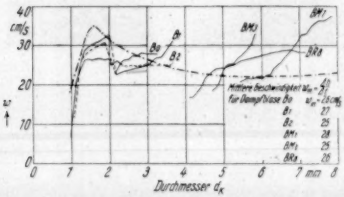


Abb. 8. Die Geschwindigkeit w aufsteigender Dampfblasen, in Abhängigkeit vom Durchmesser $d_k = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi}} V$. Strichpunktierte Kurve: Verlauf von w für Luftblasen nach Bryn (14).

eingetragen, die den Verlauf der Geschwindigkeit in Abhängigkeit von d_k für die 6 untersuchten Dampfblasen angeben. Zum Vergleich ist auch eine Geschwindigkeitskurve (Strichpunktiert) nach Bryn (14) für stationäre Luftblasen in Wasser von 18° eingezeichnet. Das Gebiet des Absinkens bei $d_k \approx 1{,}5$–2 mm liegt im Bereich der kritischen Reynoldsschen Zahl. Der verglichen mit den stationären Werten stärkere Anstieg der Geschwindigkeit bei den größeren Dampfblasen ist durch die Deformation der Blasen von Kugelform zu günstigeren Widerstandsformen verursacht.

Die mittleren Geschwindigkeiten, nur diese wollen wir als Ergebnis festhalten, sind für alle untersuchten Blasen praktisch gleich (vg. Abb. 8). Wir erhalten als Gesamtmittel

$w_m = 26$ cm/s (Blasendurchmesser 1–8 mm).

Es ist noch zu beachten, daß die Zähigkeit des Wassers bei den Brynschen Werten etwa viermal größer ist als bei unseren Versuchen. Doch hat die Zähigkeit offenbar wenig Einfluß. Dies folgt auch aus Messungen von Bryn an Glyzerin-Wassergemischen. Der Mittelwert für w_m nach Bryn im gleichen Durchmesserbereich wie unsere Versuche wäre $w_m = 25$ cm/s. Doch soll hier nur gezeigt werden, daß die Geschwindigkeit aufsteigender Dampfblasen größenordnungsmäßig übereinstimmt mit der von Gasblasen im stationären Zustand.

c) Die Frequenz.

Dampfblasen entstehen nach allen unseren Beobachtungen stets jeweils nur an gewissen ausgezeichneten Stellen der Heizfläche; an jeder solchen Stelle entwickelt sich eine Blasenfolge während der ganzen Dauer der Verdampfung (siehe Abb. 4, 5 und 6). Unsere kinematographischen Aufnahmen zeigen, daß auch die in der Sekunde entstehende Zahl der Dampfblasen an einer solchen Stelle recht konstant ist. Dabei vergeht vom ersten Entstehen bis zum Abreißen einer Dampfblase ungefähr ebensoviel Zeit wie nach dem Abreißen bis zum Erscheinen der nächsten Dampfblase (Abb. 5). So zählten wir z. B. an einer Stelle eine Folge von 21 Blasen ab, an einer anderen Stelle der Heizfläche 15 und erhielten mit der Bildfrequenz des Films (Spalte 6) im Mittel die Werte der Zahlentafel II.

Die Frequenz ist im wesentlichen abhängig von der Größe der abreißenden Dampfblasen (dagegen unabhängig von der Heizflächenbelastung, mit dieser wächst nur die Zahl der Verdampfungsstellen). In Abb. 9 ist dieser Zusammenhang zwischen Frequenz und Abreißvolumen aufgezeichnet; als Abszisse wurde der

Zahlentafel II.
Beispiel für die Ermittlung der Frequenz ν_B.

Film *ZD* 241 Verdampfstelle	Abreißdurchmesser mm	Gezählte Blasen	Mittlere Bildzahl für die Zeit des Aufsitzens der Blase	Mittlere Bildzahl für die Pause zwischen Abreißen und Neubilden	Zugehörige Bilderfrequenz des Filmes Bilder/s	Blasenfrequenz ν_B 1/s
BM	4 bis 5	21	11,0 ± 0,7	13,6 ± 0,8	604	24,6
BR	4 bis 5	15	11,7 ± 0,5	10,0 ± 0,7	597	27,5

Ersatzdurchmesser $(d_k)_A = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi} V_A}$ gewählt (tatsächlich ist auch die Blase nach dem Abreißen zuerst kugelförmig; Abb. 5). Die Kreise geben unsere kinematographischen Beobachtungen an Wasserdampfblasen wieder; der Bereich der dabei erfaßten Abreißvolumen reicht von $V_A = 0{,}5$–55 mm³. Ferner sind eingetragen als Kreuze statistische Mittelwerte der Frequenz nach stroboskopischen Aufnahmen von Jakob und Linke (15) an H_2O und CCl_4. Diese Punkte passen verhältnismäßig gut zu unseren Messungen (ihre Genauigkeit ist natürlich geringer als die unserer kinematographischen Werte).

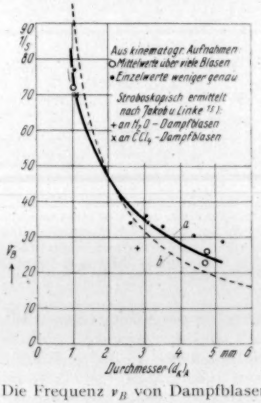


Abb. 9. Die Frequenz ν_B von Dampfblasen in Abhängigkeit vom Abreißdurchmesser $(d_k)_A = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi} V_A}$. a) Verlauf nach den Versuchspunkten. b) Hyperbel $\nu_B (d_k)_A = 95$ (mm/s).

In erster Näherung könnte man die Beziehungen zwischen Frequenz und Abreißdurchmesser $(d_k)_A$ als Hyperbel ansetzen:

$$\nu_B = \frac{\text{konst}}{(d_k)_A} \quad (4)$$

Eine solche ist als Kurve *b* in Abb. 9 eingetragen. Man sieht, daß der Ansatz (4) offenbar nur angenähert gilt. Dagegen scheint ν_B außer von $(d_k)_A$ von Stoffeigenschaften wenig abhängig zu sein.

d) Die Temperaturdifferenz zwischen Wasser und Dampf.

Die Temperatur des Dampfes innerhalb einer Dampfblase kann aus experimentellen Gründen nicht gemessen werden, dagegen ist die Temperatur des Dampfes unmittelbar über dem Wasserspiegel bei sehr sorgfältiger Wärmeisolierung des Dampfraumes sicher zu beobachten; sie stimmt überein mit der Sättigungstemperatur und wurde gleichgesetzt der Temperatur im Innern der Dampfblase. Der zusätzliche Einfluß der Wasserhöhe auf die Sättigungstemperatur wurde berücksichtigt.

Die Temperaturverteilung sowohl im Wasser wie im Dampfraum wurde daher sorgfältig mit Thermoelementen gemessen. Die Temperatur im Wasser ist bis auf die nahe Umgebung der Heizfläche auf wenige Hundertstel Grad konstant, bei größeren Belastungen sind die Unterschiede etwas größer. An der Heizfläche steigt die Wassertemperatur in einer dünnen Schicht bis auf die Heizflächentemperatur an. Die Temperatur im Dampfraum ist vollkommen konstant.

Abb. 10 gibt die Temperaturmessungen für den einen unserer beiden Hauptfilme wieder (Blasen *BM* 1, *BM* 3, *BR* 8). Bei dieser Auf-

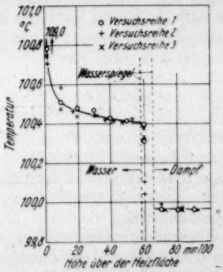


Abb. 10. Die Temperaturverteilung im Wasser und im Dampfraum des Siedegefäßes (Heizflächenbelastung 19000 kcal·m² h, 8 Verdampfungsstellen, Temperatur der Heizflächenmitte 109,0° C).

nahme war die Heizflächenbelastung 19000 kcal/m²h, die Temperatur in der Mitte der Heizfläche 109,0°, im Mittel 107,8°; die Dampftemperatur war $\vartheta_s = 99{,}97°$. Für den zweiten Hauptfilm (Blasen *B* 0, *B* 1, *B* 2) war die Heizflächenbelastung 7000 kcal/m²h, die Temperatur in der Mitte der Heizfläche 105,4°, die Dampftemperatur 99,90°; der mittlere Temperaturunterschied zwischen Wasser und Dampf 0,57°.

Für die Auswertung wurde jeweils die mittlere Wassertemperatur (über die Oberfläche der Blase genommen) eingesetzt. Doch fallen die Temperaturunterschiede im Wasser nur innerhalb der Grenzschicht nahe der Heizfläche ins Gewicht, d. h. solange, als die Dampfblase an der Heizfläche aufsitzt. Im Mittel für alle möglichen Belastungen ist der Temperaturunterschied zwischen dem Wasser (außerhalb der Grenzschicht nahe der Heizfläche) und dem Dampf etwa 0,5° C (vgl. Literaturverzeichn. 16).

C. Der Wärmeübergang an der Dampfblase.

Bošnjaković (17) hat darauf aufmerksam gemacht, daß sich das Entstehen und Anwachsen einer Dampfblase unter folgenden Merkmalen vollzieht, die es erlauben, von einem Wärmeübergang zu sprechen:

a) In der Zeit dt wächst die Dampfblase von einem Volumen V auf das Volumen $V + dV$ an. Die zusätzliche Verdampfung des Volumens dV setzt voraus, daß ein Wärmebetrag $dQ = r/v'' \cdot dV$ an die Wand der Dampfblase (Oberfläche O) transportiert worden ist (r = Verdampfungswärme, v'' = spez. Volumen von Sattdampf).

b) Zwischen der weiteren Flüssigkeitsumgebung und dem Dampf im Innern der Dampfblase besteht ein Temperaturunterschied $\Delta\vartheta_{ü}$ (Größenordnung 0,5° C bei 1 at).

Somit können wir ansetzen:

$$dQ = \frac{r}{v''} dV, \tag{5}$$

$$dQ = \alpha_B O \Delta\vartheta_{ü} dt, \tag{6}$$

$$\alpha_B = \frac{r}{v''} \frac{dV}{dt} \frac{1}{O \Delta\vartheta_{ü}}. \tag{7}$$

Dabei haben wir uns vorzustellen, daß im Innern der Blase und in der Flüssigkeit überall konstante Temperatur herrscht und lediglich in einer dünnen Flüssigkeitshaut um die Dampfblase das Temperaturgefälle $\Delta\vartheta_{ü}$.

Unsere kinematographischen Aufnahmen und Temperaturmessungen (Abschnitt B) gestatten, alle Variablen, nämlich: dV, dt bzw. dV/dt und O zu bestimmen; $\Delta\vartheta_{ü}$ ist der Temperaturunterschied zwischen Flüssigkeit und Dampf (vgl. Abb. 10). Damit ist α_B gegeben.

1) Wärmeübergang an der entstehenden festsitzenden Dampfblase.

Für die drei größeren Dampfblasen läßt sich die Wärmeübergangszahl vom Augenblick des ersten Entstehens bis zum Abreißen von der Heizfläche ermitteln — entsprechend unserer Auffassung (1), daß die Wärme von der Heizfläche zuerst an das Wasser und dann erst an die verdampfende Zone bzw. Dampfblase übergeht. Die unmittelbare Wärmeübertragung von der Heizfläche an die aufsitzende Dampfblase ist vernachlässigbar klein und man hat daher als Oberfläche stets nur die von Flüssigkeit umgebene Oberfläche einzusetzen.

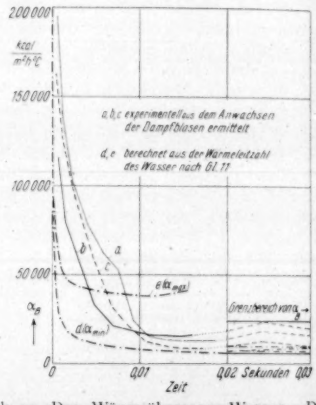


Abb. 11. Der Wärmeübergang Wasser → Dampf an der entstehenden, auf der Heizfläche aufsitzenden Dampfblase. a, b, c) Experimentell ermittelte α_B-Werte für die drei Dampfblasen *BM* 1, *BM* 3, *BR* 8. d, e) Berechnete Minimal- und Maximalwerte von α nach Gleichung (11).

Das Ergebnis der Auswertung ist aus Abb. 11 zu ersehen. In diese sind die α_B-Werte für die 3 großen Blasen *BM* 1, *BM* 3, *BR* 8 über der Entstehzeit aufgetragen (der Zeitpunkt 0 ist indirekt ermittelt, siehe Abschnitt B 3a). Angedeutet ist in Abb. 11 ferner der weit nach rechts zu verlängernde Grenzbereich, in welchem die im folgenden Abschnitt C 2 behandelten Wärmeübergangszahlen von frei im Wasser aufsteigenden Dampfblasen sich bewegen. (Die Kurven innerhalb des Grenzbereichs sind genau die zeitliche Fortsetzung der Anfangskurven.) Zunächst sind die hohen Wärmeübergangszahlen über 100000 kcal/m²h° C überraschend; ebenso der steile Abfall. Zur Deutung machen wir uns folgendes vereinfachtes Bild: In einem Flüssigkeitsraum von überall gleicher Temperatur verdampfe nach Erreichen gewisser Bedingungen

(Kapillarkräfte) Wasser schlagartig in eine vorhandene winzige Gaszelle. An der inneren Oberfläche der die neu entstandene Dampfblase umspannenden Flüssigkeitshaut sinkt durch die Wärmeabgabe die Temperatur ebenso plötzlich von der Überhitzungstemperatur $\vartheta_s + \Delta\vartheta_{\ddot{u}}$ auf Sättigungstemperatur ϑ_s. Als Folge dieses Temperatursturzes pflanzt sich von der Innenfläche der Dampfblase gleichzeitig eine Kältewelle in die Flüssigkeitsumgebung fort.

Einen ähnlichen Vorgang hat H. Gröber (18) bereits für folgendes Problem dimensionslos dargestellt: Ein einseitig unendlich ausgedehnter Körper habe zur Zeit $t = 0$ die überall gleiche Temperatur $\vartheta = \vartheta_c$; zur selben Zeit wird die Temperatur der Oberfläche schlagartig auf das Niveau $\vartheta = 0$ gesenkt und bleibt für alle Zeiten $t > 0$ auf $\vartheta = 0$ konstant. In das Innere des Körpers pflanzt sich eine Kältewelle fort. Der zeitliche Fortgang dieser Welle ist aus Abb. 12 zu ersehen, die aus einer Zahlentafel von Gröber-Erk (18) für Wasser von 100° C umgerechnet ist.

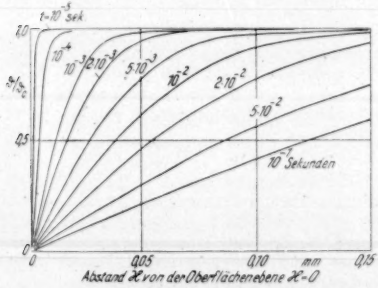


Abb. 12. Das zeitliche Fortschreiten einer Kältewelle von der Oberfläche in das Innere eines unendlich ausgedehnten Wasserraumes. Wassertemperatur 100° C. Berechnet nach Gröber-Erk (18). ϑ = Temperatur zur Zeit t an der Stelle x. ϑ_c = konstante Übertemperatur im Raum zur Zeit $t = 0$.

Man sieht in Abb. 12, daß für kleine Zeiten fast das ganze Temperaturgefälle in einer sehr dünnen Haut an der Oberfläche verläuft, so daß es erlaubt ist, den dargestellten Wärmeleitvorgang in diesem Gebiet auch als Wärmeübergang aufzufassen. Um so kleine Zeiten aber, nämlich unter 0,01 s, handelt es sich bei der Dampfblasenbildung (vgl. Abb. 11).

Diese experimentelle Tatsache erlaubt es nun aber, auf Grund der obigen Überlegungen das geschilderte Wärmeleitungsproblem auf den Wärmeübergang bei der Dampfblasenbildung anzuwenden. Denn es spielt sich ja, wenn unsere Vorstellung richtig ist, auch bei letzterer der ganze Vorgang der Wärmeübertragung wesentlich innerhalb einer dünnen thermischen Grenzschicht ab. Wir können also die Übertragung der Wärme dQ kcal in der bekannten Weise nach zwei Vorstellungen entwickeln:
als Wärmeübergang:

$$dQ = \alpha\, \Delta\vartheta_{\ddot{u}}\, O\, dt \tag{8}$$

und als Wärmeleitung:

$$dQ = \lambda \left(\frac{d\vartheta}{dx}\right)_{x=0} O\, dt. \tag{9}$$

Gleichung (8) hat zur Voraussetzung, daß eine Grenzschicht mit dem Temperaturunterschied $\Delta\vartheta_{\ddot{u}}$ vorhanden ist; ganz unabhängig hiervon wird dQ nach Gleichung (9) aus dem Gefälle an der Oberfläche $x = 0$ (Blasenwand) berechnet. $\lambda = 0{,}587$ kcal/mh° C ist die Wärmeleitzahl des Wassers bei 100° C. Das Gefälle $\left(\frac{d\vartheta}{dx}\right)_{x=0}$ wird der Abb. 12 entnommen und ist

$$\left(\frac{d\vartheta}{dx}\right)_{x=0} = \vartheta_c \left[\frac{d}{dx}\left(\frac{\vartheta}{\vartheta_c}\right)\right]_{x=0}. \tag{10}$$

Aus Gleichung (8), (9) und (10) folgt

$$\alpha\, \Delta\vartheta_{\ddot{u}} = \lambda \vartheta_c \left[\frac{d}{dx}\left(\frac{\vartheta}{\vartheta_c}\right)\right]_{x=0}. \tag{11}$$

Die strenge Anwendbarkeit von Gleichung (11) auf unseren Fall scheitert nun daran, daß $\Delta\vartheta_{\ddot{u}}$, die Temperatur der weiteren Umgebung der Oberfläche (Oberflächentemperatur = 0 gesetzt; sie könnte ebensogut gleich 100° gesetzt werden, ϑ_c ist stets nur die Übertemperatur über die Temperatur der Oberfläche), nicht konstant ist, sondern mit dem Anwachsen der Blase in die kälteren Zonen der Wasserschicht unmittelbar über der Heizfläche kleiner wird (vgl. Abb. 10). Das hat zur Folge, daß wir den Vergleich mit den gemessenen Werten nicht so führen können, daß wir ϑ_c gleich dem Anfangswert im Augenblick des Entstehens der Blase setzen. Es lassen sich aber aus Gleichung (11) zwei Grenzfälle errechnen:

a) Wir setzen zu jeder Zeit $\vartheta_c \equiv \Delta\vartheta_{\ddot{u}}$, d. h. wir rechnen so, als ob sich für jeden Zeitpunkt die genaue Temperaturverteilung nach Abb. 12 mit der jeweiligen Anfangstemperatur $\vartheta_c = \Delta\vartheta_{\ddot{u}}$ bereits eingestellt hätte. In Wirklichkeit aber folgt die Temperatur nicht so rasch nach, was bedeutet, daß das wirkliche Temperaturgefälle etwas größer ist als mit der obigen Annahme errechnet. Die hiernach aus Gleichung (11) errechneten α-Werte sind daher im Vergleich zu den gemessenen Werten kleinstmögliche Werte. α_{min} ist in Abb. 11 als Kurve d eingetragen. Tatsächlich liegen die gemessenen α_B-Werte höher und nähern sich den α_{min}-Werten erst für größere Zeiten. Auch dies ist zwangläufig, da ja

auch $\Delta\vartheta_{ii}$ einem konstanten Wert zustrebt: das wirkliche und das theoretische Temperaturfeld werden zuletzt einander gleich.

b) Wir setzen in Gleichung (11) für ϑ_c den Anfangswert für den ersten Augenblick des Entstehens $\vartheta_c = 9{,}0°$ (Abschnitt B 3d) ein und rechnen die theoretischen Werte also so, als ob die Umgebungstemperatur nicht sinke. Das bedeutet, wir setzen in Gleichung (11) ein größeres Gefälle ein, als wirklich besteht und müßten also Maximalwerte für α erhalten, Kurve *e* in Abb. 11.

Man sieht, daß für größere Zeiten ($t > 0{,}008$ s) die experimentellen α_B-Werte tatsächlich zwischen der theoretischen Minimal- und Maximalkurve liegen. Für kleinere Zeiten als 0,008 s liegen die experimentellen Werte auch noch höher als α_{max}. Das ist aber leicht zu erklären: Infolge des Anwachsens der Dampfblase wird die theoretisch zur Zeit $t + dt$ ausgebildete thermische Grenzschicht über eine größere Oberfläche gespannt als zur Zeit t; sie wird also dünner sein und α größer als nach Kurve *e* erwartet. Für größere Zeiten wächst die Blase viel langsamer an, so daß dieser Einfluß verschwindet.

Wir können somit sagen, daß die entwickelte Vorstellung qualitativ richtig ist (vgl. Abb. 11). Eine vollkommene zahlenmäßige Übereinstimmung kann man nicht erwarten, da der wirkliche Vorgang von dem gedachten in den Einzelheiten doch noch erheblich abweicht. Immerhin werden auch sämtliche quantitativen Forderungen der Theorie im Rahmen des zu Erwartenden bestätigt.

2. Wärmeübergang an der aufsteigenden freischwebenden Dampfblase.

In Abb. 13 sind über der Zeit die Wärmeübergangszahlen für die 6 untersuchten Dampfblasen beim Aufsteigen im freien Wasserraum aufgezeichnet. Die gesamte Zeit von 0,2 s entspricht einer von den Blasen durchlaufenen Höhe von rund 50 mm (Gesichtsfeld des Zeitdehners). Wie sehr verschieden dabei die Volumen und ihr Anwachsen sind, ist in Zahlentafel I bereits gezeigt worden. Die unsystematischen Schwankungen von α_B bei den größeren Blasen BM 1, BM 3 und BR 8 kommen wesentlich von der hier unsicheren Auswertung her und sind nicht bedeutungsvoll. Wichtiger ist, daß trotz des großen Volumenbereichs die Mittelwerte für sämtliche Blasen in den zu erwartenden Grenzen annähernd gleich groß sind. Das Endergebnis ist in Zahlentafel III zusammengefaßt. Für den Mittelwert von α_B setzen wir dabei sinngemäß an

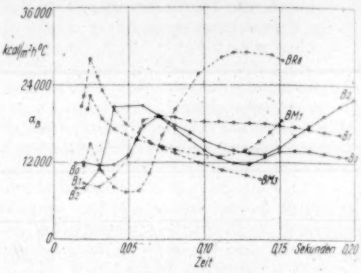


Abb. 13. Wärmeübergangszahlen von 6 Dampfblasen (siehe Zahlentafel 1) beim Aufsteigen im Wasser.

$$Q_1^2 = (\alpha_B)_m \int_{t_1}^{t_2} O\Delta\vartheta_{ii}\,dt = \frac{r}{v''}(V_2 - V_1), \quad (12)$$

wobei t_1, V_1 Zeit und Volumen kurz nach dem Abreißen sind (freischwebende Dampfblase), t_2 die Zeit, bis zu welcher die Dampfblase, die inzwischen auf das Volumen V_2 angewachsen ist, noch sicher ausgemessen werden kann. $\int O\Delta\vartheta_{ii}\,dt$ erhält man durch Planimetrieren der Fläche $O\Delta\vartheta_{ii} = g(t)$.

Als gesamten Mittelwert findet man

$$(\alpha_B)_m = 16000 \text{ kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C}.$$

Zahlentafel III.

Hauptdaten zur Ermittlung der Wärmeübergangszahl $(\alpha_B)_m$ nach Gleichung (12).

Bezeichnung der Blasen	Zeit t_1	Volumen V_1 zur Zeit t_1	Zeit t_2	Volumen V_2 zur Zeit t_2	$\Delta V = V_2 - V_1$	$\int_{t_1}^{t_2} O\Delta\vartheta_{ii}\,dt$	$(\alpha_B)_m$
	s	mm³	s	mm³	mm³	m²s°C · 10⁶	kcal/m²h°C
BM 1	0,024	84,3	0,15	200,0	115,7	8,50	15800
BM 3	0,024	39,0	0,136	100,2	61,2	4,77	14900
BR 8	0,024	54,5	0,145	172,0	117,5	6,00	22700
B 0	0,015	0,61	0,195	18,47	17,86	1,590	13000
B 1	0,015	0,8	0,195	27,6	26,8	1,926	16100
B 2	0,015	0,75	0,20	28,6	27,86	2,028	15900

Zusammenfassung.

Im Anschluß an frühere Arbeiten werden die Vorgänge beim Entstehen von Dampfblasen an waagerechten ebenen Heizflächen photographisch und kinematographisch untersucht. Die photographischen Aufnahmen zeigen, daß das Volumen der Dampfblasen beim Abreißen von ihrer Grundfläche mit dem aus der Theorie der Kapillarkräfte berechneten Maximalvolumen übereinstimmt. Die kinematographischen Aufnahmen wurden mit dem Zeitdehner der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft bei einer Frequenz von 600 Bildern pro Sekunde ausgeführt. Aus den Filmen wurde zahlenmäßig ermittelt: Das Anwachen der Dampfblasen vom Augenblick ihres Entstehens an, ihre Geschwindigkeit beim Aufsteigen im Wasser, die Zahl der Blasen, die in der Sekunde an einer Verdampfungsstelle entstehen.

Aus den experimentellen Einzeldaten wurde schließlich die das Anwachsen der Dampfblasen wiedergebende Wärmeübergangszahl berechnet. Aus der beim Entstehen einer Dampfblase nach der Theorie der Wärmeleitung auftretenden Wärmeströmung können Grenzwerte für die Volumenvergrößerung (Anwachsen) der Blase berechnet werden; die gemessene Zunahme liegt praktisch innerhalb dieser Grenzen. Die Versuche bestätigen somit vollauf die Anschauung, daß die zum Verdampfen notwendige Wärmeenergie zuerst von der Heizfläche an das Wasser übergeführt wird, wofür lediglich die Gesetze der freien und erzwungenen konvektiven hydrodynamischen Strömung maßgebend sind, und dann vom Wasser an die Oberfläche der Dampfblase. Als Wärmeübergangszahl für die Verdampfung an dieser Oberfläche wurde im Mittel der Wert 16000 kcal/m²h° C festgestellt.

Die vorliegende Untersuchung wurde auf Anregung von Herrn Oberregierungsrat Prof. Dr.-Ing. M. Jakob unternommen. Wir möchten nicht verfehlen, Herrn Prof. Jakob an dieser Stelle für die Anregung und für die wertvollen Ratschläge, die er dem einen von uns (W. Fritz) bei der Auswertung und Durchsicht der Arbeit gegeben hat, unseren besten Dank auszusprechen

Literaturverzeichnis und Bemerkungen.

1) M. Jakob u. W. Fritz, Forschung a. d. Gebiet d. Ingenieurwesens **2**, 435, 1931.

2) Die kinematographischen Aufnahmen wurden mit dem vom zweitgenannten Verfasser bei der AEG. entwickelten Zeitdehner durchgeführt, die Auswertung hat der erstgenannte Verfasser übernommen.
Herr Dr. H. Kipcke hat die photographischen Aufnahmen des Abschnittes A gemacht; die Entwicklung geeigneter Dampfblasen zu verfolgen, war dabei besonders mühevoll. Wir danken Herrn Dr. Kipcke für seine wertvolle Mitarbeit.

3) M. Jakob, VDI.-Zeitschr. **76**, 1161, 1932.

4) Siehe Literaturverzeichnis 1, S. 430; dort ist die kleine Dampfblase in Abb. 6f langgestreckt gezeichnet, in Wirklichkeit ist diese Blase kugelförmig. Vgl. ferner z. B. O. Klüsener, Forschung **5**, 118, 1934.

5) Fr. Bashforth u. J. Adams, Capillary Action. Cambridge 1883.

6) W. Fritz, Physik. Zeitschr. **36**, 379, 1935.

7) Beim schnellen Verdampfen (wie bei den kinematographischen Aufnahmen) ist der Randwinkel der Dampfblasen schlecht bestimmbar, da die ganze Entwicklung der Dampfblasen bis zum Abreißen nur etwa 0,02 Sekunden dauert. Kurz vor dem Abreißen schnüren sich die Blasen ein, ein Vorgang, der nur beim langsamen Verdampfen (wie bei den beschriebenen Versuchen) vom Gleichgewichtszustand leicht zu scheiden ist.

8) W. Kabanow u. F. Frumkin, Zeitschr. f. phys. Chemie (A) **165**, 433, 1933.

9) W. Ende, Theorie des Thunschen Zeitdehners usw., Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, 394, 1930; vgl. auch Jahrbuch des Forschungsinstituts der AEG. **2**, 69, 1930. — W. Ende, Kleinzeitforschung in der Technik, VDI.-Zeitschr. **77**, 10, 1933.

10) Literaturverzeichnis 1, Abb. 2.

11) Die Oberfläche des Rotationsellipsoids berechneten wir zu (Rotationsachse b):

$$O = 2a^2\pi\left[1 + \frac{1}{m\sqrt{m^2-1}}\ln\left(m+\sqrt{m^2-1}\right)\right].$$

12) Herr Prof. Dr. R. Rothe hat uns freundlicherweise auf einige solche geeignete Näherungsverfahren aufmerksam gemacht. Ihm sei auch an dieser Stelle gedankt.

13) Man sieht in Abb. 6 die für einen gewissen Strömungszustand charakteristische „Schraubenbewegung" der Dampfblasen angedeutet. Die Geschwindigkeit kann aber aus den Aufnahmen nur an solchen Blasen bestimmt werden, die geradlinig aufsteigen.

14) T. Bryn, Forschung a. d. Gebiet d. Ingenieurwesens **4**, 27, 1933.

15) M. Jakob u. W. Linke, Physik. Zeitschr. **36**, 267, 1935; vgl. Abschn. III D.

16) Vgl. Literaturverzeichnis 1, dort Abb. 10—13, ferner Abb. 16. Siehe auch M. Jakob u. W. Fritz, Physik. Zeitschr. **36**, 651, 1935, Abschn. 5.

17) Fr. Bošnjaković, Techn. Mech. u. Thermodyn. **1**, 358, 1930.

18) H. Gröber u. S. Erk, Die Grundgesetze der Wärmeübertragung, Berlin 1933. Siehe S. 65 ff., Zahlentafel 7.

(Eingegangen 20. März 1936.)

Das Potential eines im Hochvakuum isolierten Auffangschirmes bei Beschießung mit Elektronen.

Von Heinrich Strübig.

Inhalt.

1. Problemstellung.
2. Beschreibung der experimentellen Anordnung.
3. Meßergebnisse. Einfluß des Materials, seiner Vorbehandlung und Winkelabhängigkeit.
4. Qualitative Erklärung der Ergebnisse.
5. Übersicht über bisherige Messungen an Sekundärelektronen.
6. Beschreibung der Meßanordnung zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung.
7. Prüfung der Anordnung. Ermüdung des Materials. Winkelöffnung des Elektronenstrahls.
8. Messung der Sekundäremission in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung bei Nickel und Aquadag.
9. Messung der Abhängigkeit der Sekundäremission von der Spannungsdifferenz Platte—Käfig.
10. Bemerkung zur Sekundäremission von Leuchtsubstanzen.
11. Zusammenfassung.

1. Problemstellung.

In Braunschen Röhren mit Hochvakuum beobachtet man, daß es für die Leuchtfleckhelligkeit häufig belanglos ist, ob der Schirm — z. B. ein mit Kalziumwolframat bestäubter Metallschirm — leitend mit der Anode verbunden oder isoliert ist. Man muß dann vermuten, daß der Schirm automatisch das Potential der Anode annimmt. Mitunter aber beobachtet man, daß der gegen die Anode isolierte Leuchtschirm sich auflädt. Die Kenntnis der Aufladung von Leuchtsubstanzen ist von Wichtigkeit für Arbeiten, die sich mit der Lichtausbeute von Leuchtsubstanzen befassen. Daher stellten sich Kordatzki, Schleede und Schroeter[1]) in einer derartigen Arbeit die Frage nach der Aufladung ihrer zu untersuchenden Leuchtsubstanz und ermittelten bei etwa 440 Volt Beschleunigungsspannung für die Elektronen mit einer Metallsonde eine Potentialdifferenz von — 10 Volt zwischen Anode und Auffangschirm. Sie schließen dann von der Aufladung des Metalls auf die Aufladung der Leuchtsubstanz, was vielleicht gerechtfertigt sein könnte, jedoch vorläufig noch als unbegründet bezeichnet werden muß. In der Tat findet Ernst[2]), der etwas später ähnliche Messungen ausführte, daß seine Substanzen eine Aufladung zeigten, wenn das Blech, das er als Substanzträger benutzte, nicht mit der Anode verbunden, die Substanz demnach isoliert war.

Zur Erklärung dieses verschiedenartigen Verhaltens bedarf es der Kenntnis über den Mechanismus des Rücktransportes der Ladungen. In der gasgefüllten Braunschen Röhre erfolgt dieser Rücktransport der Ladungen durch eine Gasentladung (unselbständige Glimmentladung[1]). In der Hochvakuumröhre erfolgt der Elektronenrücktransport möglicherweise durch Sekundärelektronen. Ist das der Fall, dann muß sich aus der Kenntnis des Sekundäremissionsvermögens eines Auffangschirmes die sich am Schirm einstellende Spannung ermitteln lassen. Da sich die Leuchtsubstanzen, weil sie den Strom nicht leiten, schwer untersuchen lassen, soll das Prinzipielle der Frage zunächst einmal an isolierten Metallplatten geklärt werden, deren Spannung man mit einem Elektrometer messen kann.

2. Beschreibung der experimentellen Anordnung.

Zur experimentellen Beantwortung der gestellten Frage wurde eine Metallplatte mit Elektronen verschiedener Geschwindigkeit beschossen. Als Elektronenquelle diente eine Oxydkathode mit 4 mm² Oberfläche. Ein Wehneltzylinder, dessen Spannung von 0 bis —50 Volt veränderlich war, ermöglichte neben einer Intensitätsbeeinflussung eine mäßige Zusammenfassung des Elektronenstrahles. Die Anode war als Blende ausgebildet und hatte eine Öffnung von 1 mm Durchmesser. Weite, kurz gehaltene Pumpwege, bei denen etwa notwendige Schliffe als Diffusionsschliffe gefettet waren, ließen bei Verwendung einer zweistufigen Quecksilberdiffusionspumpe beim Arbeiten ein Vakuum — bei abgesperrtem Pumpweg gemessen — von $5 \cdot 10^{-6}$ mm *Hg* erzielen. Außerdem bestand die Möglichkeit, die Metallplatte im Vakuum mit

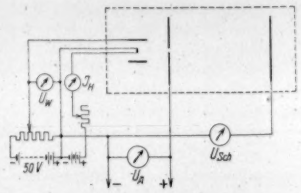


Fig. 1. Schaltschema und Elektrodenanordnung.

Hilfe einer Hochfrequenz-Ausschwing-Apparatur auszuglühen. Zur Messung der Schirmspannung und der Anodenspannung wurden statische Voltmeter benutzt. Das Schaltschema und die Elektrodenanordnung ist in Fig. 1 dargestellt.

1) Kordatzki, Schleede u. Schroeter, Physik. Zeitschr. **27**, 392, 1926.

2) H. Ernst, Ann. d. Phys. **82**, 1051, 1927.

1) E. Brüche, Ann. d. Phys. (5) **16**, 377, 1933.

3. Meßergebnisse.

Einfluß des Materials, seiner Vorbehandlung und Winkelabhängigkeit.

Mißt man nun den Verlauf der Schirmspannung in Abhängigkeit von der Anodenspannung, so erhält man Kurven von der in Fig. 2 wiedergegebenen Form. Diese Kurve ist an Nickel aufgenommen, das vor der Messung im Vakuum

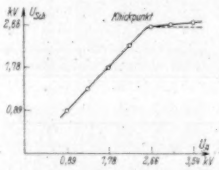


Fig. 2. Aufladungskurve für Nickel.

kurze Zeit geglüht war. Es zeigt sich, daß das Potential der Metallplatte zunächst mit der Anodenspannung ansteigt, und es ist die Schirmspannung ungefähr gleich der Anodenspannung. Bei weiterer Erhöhung der Anodenspannung stellt sich schließlich eine konstante Schirmspannung ein. Diese Spannung hängt ab:

1. von dem zu untersuchenden Material selbst,
2. von der Art der Vorbehandlung und
3. vom Winkel, unter dem die Elektronen auf das Metall treffen.

Die Materialabhängigkeit ist in der folgenden Tabelle für eine Anzahl von Metallen angegeben.

Material	Knickpunkt in kV	Bemerkungen
C (Ruß)	0	ungeglüht
Mo	2,7	geglüht
Mo	3,0	ungeglüht
Al	2,9	ungeglüht
Ni	2,6	geglüht
Ni	3,55	ungeglüht
Fe	2,9	ungeglüht
Cu	2,6	fein poliert
Cu	3,0	grob gefeilt
Cu	4,0	elektrolytisch niedergeschlagen
Zn	3,55	
Ag	3,8	
Pb	> 5,5	
Au	> 5,5	
Pt	> 5,5	

(NB. Ist in der Bemerkung nichts angegeben, dann sind die Metalle ungeglüht gemessen).

Von der Art der Behandlung hängt der Knickpunkt, wie auch aus der Tabelle hervorgeht, in der Weise ab, daß er für grob gefeilte Oberflächen höher liegt als für ganz glatte Flächen. Glüht man die Metalle im Vakuum aus, dann sinken alle diese Werte beträchtlich, d. h. die Gasbeladung der Metallflächen ist von großem Einfluß auf diese Werte. Fallen die Elektronen schräg auf die Metallfläche, so liegen die Spannungswerte, von denen ab die Schirmspannung konstant bleibt, höher.

4. Qualitative Erklärung der Ergebnisse.

Die Erklärung für den Verlauf der Schirmspannung mit der Anodenspannung erfordert ein Eingehen auf den Mechanismus des Elektronenrücktransportes bei isoliertem Auffangschirm. In der Hochvakuumröhre, die ja hier besonders interessieren soll, besorgen die am Schirm ausgelösten Sekundärelektronen den Rücktransport der Ladungen. Es wird dadurch sofort ersichtlich: Damit der isolierte Schirm das Potential der Anode annehmen kann, ist es notwendig, daß die Anzahl der vom Schirm rückkehrenden Elektronen gleich der Anzahl der auftreffenden Elektronen, d. h. 100 Proz., ist. Wäre die Anzahl der vom Schirm rückkehrenden größer als die Zahl der auftreffenden Elektronen, so wäre es denkbar, daß der Schirm sich in bezug auf die Anode positiv auflädt. Nun liegt die Geschwindigkeit der Sekundärelektronen zwischen 0 und 30 Volt[1]) (abgesehen von einer geringen Anzahl von Elektronen mit größerer Geschwindigkeit). Dadurch ist aber dafür gesorgt, daß der Schirm sich nicht beliebig hoch aufladen kann. Denn hätte der Schirm z. B. ein um 50 Volt höheres Potential angenommen, als dem Anodenpotential entspricht, so würden die Sekundärelektronen ein Gegenfeld vorfinden, gegen das sie nicht mehr anlaufen können; sie müssen daher zum Schirm zurückkehren. Das würde einer Entladung des Schirmes gleichbedeutend sein. Weitaus die meisten Sekundärelektronen haben Geschwindigkeiten zwischen 0 und 10 Volt, so daß schon qualitativ zu sehen ist, daß das Schirmpotential ziemlich nahe beim Anodenpotential liegen wird.

Kennt man den Verlauf der Geschwindigkeitsverteilung für die Sekundärelektronen, so läßt sich die Überspannung berechnen, wenn man noch den Zusammenhang zwischen Anodenspannung und Sekundäremission kennt. Auf das Verfahren hierzu soll aber erst später in Zusammenhang mit Messungen der Geschwindigkeitsverteilung und der entstehenden Raumladung eingegangen werden.

Die Sekundäremission der Metalle steigt mit der Anodenspannung und erreicht bei etwa 100 Volt bei den meisten Metallen die 100-Proz.-Grenze. Bei 4—500 Volt liegt im allgemeinen ein

1) H. E. Farnsworth, Phys. Rev. (2) **25**, 41 bis 57, 1925; K. H. Stehberger, Ann. d. Phys. (4) **86**, 825—863, 1928; Theodore Soller, Phys. Rev. (2) **36**, 1212—1220, 1930, u. a.

Maximum[1]) (bis zu zwei Elektronen pro auftreffendes Elektron, bei Cs bis zu 10), und für höhere Spannungen fällt die Sekundäremission wieder. Zwischen 1000 und 10000 Volt wird je nach der Art des Metalls die 100-Proz.-Grenze unterschritten. Für den Spannungsbereich, in dem die Sekundäremission 100 Proz. übersteigt, gelten die vorstehenden Ausführungen. Sinkt also bei weiter steigender Spannung die Sekundäremission unter 100 Proz., so muß, damit sich wieder ein Gleichgewichtszustand einstellt, für jedes ankommende Elektron ein Elektron zurückwandern. Dieser Gleichgewichtszustand ist nur bei der zum 100-Proz.-Punkt gehörigen Spannung erfüllt. Man muß daher erwarten, daß der Schirm auf der zum 100-Proz.-Punkt gehörigen Spannung verbleibt. Die ankommenden Elektronen werden in dem entstehenden Gegenfeld soweit gebremst, daß sie den Schirm mit einer solchen Geschwindigkeit erreichen, bei der pro ankommendes Elektron ein Sekundärelektron ausgelöst wird. Daß nun die gemessenen Kurven nicht konstant sind, sondern auch in diesem Teil noch ein schwaches Ansteigen zu verzeichnen ist, kann seine Ursache in einer nicht ganz vollständigen Isolation, z. B. des statischen Voltmeters oder der Apparatur, haben. Beträgt der Isolationsverlust 1 Proz., dann ist auch bei 99 Proz. Sekundäremission, d. h. bei höherer Spannung, Gleichgewicht zwischen ankommenden und rückkehrenden Elektronen vorhanden.

Es wird hierbei auf die im zweiten Teil dargestellte genauere Theorie verwiesen, die ebenfalls eine Abrundung des Knickes auch ohne Vorhandensein von Isolationsfehlern ergibt.

Für Beschleunigungsspannungen, die unter 100 Volt liegen, ist die Sekundäremission, wie schon erwähnt wurde, geringer als 100%. Beim Steigern der Anodenspannung von 0 Volt an ist daher zu erwarten, daß der Schirm auf dem Potential 0 bleibt. Das konnte auch in einer ganzen Reihe von Fällen beobachtet werden (s. Fig. 3).

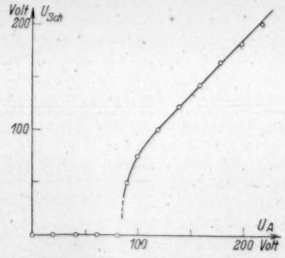


Fig. 3. Aufladungskurve für Nickel bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten.

1) Handbuch für Physik (Geiger u. Scheel), Bd. 22/2, S. 66.

5. Übersicht über bisherige Messungen an Sekundärelektronen.

Aus den bisherigen Ausführungen ist ersichtlich, daß aus der Kenntnis der Sekundärelektronenemission eines Metalls auf das Verhalten einer aus dem gleichen Material verfertigten Platte bei Beschießung mit Elektronen im Hochvakuum geschlossen werden kann. Zur Erhärtung der gebildeten Anschauungen ist daher die Spannung, die auf die vorstehende Art als Spannung für den 100-Proz.-Punkt ermittelt wurde, zu vergleichen mit der aus Sekundärelektronenmessungen ermittelten Spannung. Aus der großen Anzahl von Arbeiten, die über Sekundärelektronen erschienen sind, scheiden für diesen Vergleich die Arbeiten von vornherein aus, die sich in der Hauptsache mit langsamen Elektronen (0—500 V) befassen. Die Arbeiten, die sich mit mittelschnellen Elektronen (500 bis 10000 V) befassen, scheiden für diese Betrachtungen zum Teil dadurch aus, daß sie von vornherein einen festen Einfallwinkel[1]) für die Elektronen wählen, zum anderen dadurch, daß nicht die Möglichkeit bestand, die für die Messungen verwendeten Metalle im Vakuum zu glühen[2]). Des weiteren aber scheint es bei der schon geschilderten starken Abhängigkeit der Sekundäremission von der Art der Behandlung des Metalls wenig wahrscheinlich, daß sich in der Literatur eine zu verwendende Kurve der Sekundäremission findet. Das wird noch unwahrscheinlicher, wenn man in Betracht zieht, daß die Sekundäremission zweier verschiedener Platten gleichen Materials unter sonst gleichen Versuchsbedingungen nicht die gleichen Werte ergibt[3]), obgleich die Messungen an jeder Platte für sich durchaus reproduzierbare Ergebnisse zeigten. Es erwies sich daher als notwendig, derartige Messungen im Gebiete mittelschneller Kathodenstrahlen zu wiederholen.

6. Beschreibung der Meßanordnung zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung und der Ausbeute von Sekundärelektronen in Abhängigkeit von der Spannung.

Die zur Messung der Sekundärelektronenemission verwendete Apparatur ist in der prinzipiellen Anordnung den für diese Messungen im allgemeinen verwendeten Anordnungen ähnlich.

1) K. H. Stehberger, a. a. O.
2) M. Baltruschat u. H. Starke, Physik. Zeitschr. **23**, 403, 1922.
3) Krefft, Ann. d. Phys. **84**, 639, 1927.

Durch den verwendeten Aufbau war allerdings die Form der Elektroden abweichend von der sonst üblichen Form gewählt. Die Anordnung in Verbindung mit dem Schaltschema ist in Fig. 4

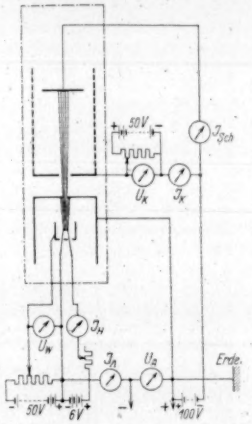


Fig 4. Elektrodenanordnung und Schaltschema zur Messung der Sekundäremission.

dargestellt. Ebenfalls wurde auf ein Zuviel an Blenden verzichtet, dafür aber, weil vermutet wurde, daß an der Blende ebenfalls Sekundärelektronen entstehen[1]), die die Messung in unkontrollierbarer Weise fälschen konnten, zwischen Käfig und Anode noch ein Gegenfeld von 100 Volt, gegen das die langsamen Sekundärelektronen nicht anlaufen können, geschaltet. Eine weitere Hilfsspannung von 50 Volt wurde zwischen Schirm und Käfig benötigt, um eine vor dem Schirm sich ausbildende Raumladung zu zerstreuen. Die Messung selbst erfolgte dann in der Weise, daß man den Schirmstrom I_{Sch} und den Käfigstrom I_K bestimmt. $\frac{I_K}{I_K + I_{Sch}} \cdot 100$ ergibt dann die Sekundäremission in Prozenten. Um nun die Isolation der Anlage im Betrieb prüfen zu können, wurde noch ein kleiner Schlitten angebracht, mit dem man die Öffnung der Anode verdecken konnte und so den Elektronen den Weg in den Meßraum versperren konnte, wobei dann weder ein Schirm- noch ein Käfigstrom auftreten durfte.

Von dem zu untersuchenden Metall war zu fordern, daß es leicht auszuglühen war. Der Einfallwinkel der ankommenden Elektronen gegen das Metall sollte veränderlich sein. Außerdem sollte sich das Material bei der Messung innerhalb des Käfigs befinden. Das ermöglichte die in Fig. 5 skizzierte Anordnung. Zwei Wolframfäden, die an einer mittels eines Schliffes drehbaren Rolle befestigt sind, werden in der Länge so bemessen, daß die Platte beim Auf- und Niederführen waagerecht bleibt. Läßt man die Platte dagegen ganz herunter, dann neigt sie

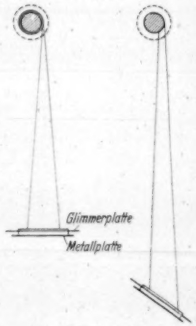


Fig. 5. Schematische Darstellung des Schirmes.

sich, weil die Wolframfäden verschieden lang werden. Eine in geringem Abstand hinter der Metallplatte angebrachte Glimmerplatte soll verhindern, daß sich Metallplatte und Käfig berühren können.

7. Prüfung der Anordnung. Ermüdung. Winkelöffnung des Elektronenstrahles.

Mit der so beschriebenen Anordnung wurde zunächst eine Prüfung der Isolation vorgenommen. Bei geschlossenem Anodenloch und genügender Isolation durfte das zur Messung des Schirm- bzw. Käfigstromes verwendete Instrument keinen oder einen gegen den Meßstrom zu vernachlässigenden Ausschlag zeigen. Der durch Isolationsverluste bedingte Strom betrug etwa 10^{-7} Amp., was bei Meßströmen von der Größenordnung 10^{-6}—10^{-4} Amp. als ausreichende Isolation angesehen werden kann.

Bei den nun folgenden Kontrollmessungen wurde zunächst geprüft, ob die Sekundäremission unabhängig ist von der Intensität der auffallenden Elektronen bei konstant gehaltener Spannung. In Fig. 6 ist das prozentische Sekundäremissionsvermögen aufgetragen in Abhängigkeit vom Anodenstrom für 1400 Volt und 3000 Volt Beschleunigungsspannung. Die dargestellten Messungen zeigen in der Tat eine befriedigende Konstanz. Es zeigte sich aber, daß, wenn man den Schirm längere Zeit mit Elektronen größerer

[1]) Der Durchmesser der zweiten Blende am Käfig war so groß gewählt, daß der Strahl nicht anstieß.

Intensität beschoß, die Sekundäremission langsam abnahm. Die Abnahme erfolgte, wie Fig. 7 zeigt, etwa exponentiell mit der Zeit. Bei Unterbrechung des Versuches erfolgte eine geringe Erholung, die aber nach häufiger Wiederholung

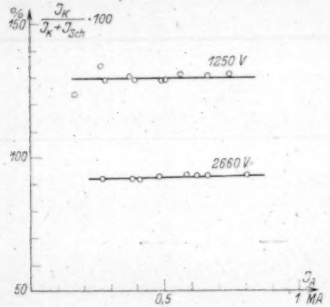


Fig. 6. Sekundäremissionsvermögen in Abhängigkeit vom Anodenstrom.

auch zu verschwinden scheint. Sie beruht z. T. darauf, daß der Strahl auch Stellen trifft, die nicht von Elektronen beschossen sind. Bei Winkelabhängigkeitsversuchen muß die Einstellung der Ermüdung erst abgewartet werden.

Der Grund der Ermüdung kann eine Entgasung sein. Gasschichten erhöhen ja meist die Emission. Es kann auch an Auflockerung des Materials liegen. Aufgelockertes Material zeigt

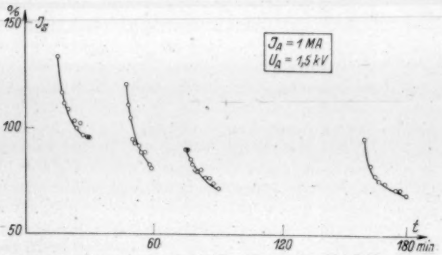


Fig. 7. Ermüdungskurven für schwach entgastes Nickel.

oftmals Verfärbungen, die auch hier zu beobachten sind. Auch zeigte das von Anfang an lockere Material (*C* und Aquadag) keine Ermüdung.

Von Wichtigkeit ist ferner die Kenntnis der Winkelöffnung des auffallenden Elektronenstrahles.

Die Öffnung des Winkels wurde ermittelt durch Ausmessung von Leuchtfleckgröße und Abstand des Auffangschirmes von der Anode. Der Durchmesser des Leuchtflecks betrug etwa 1 cm bei einem Abstand von 14 cm. Daraus berechnet sich

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} = \frac{0{,}5}{14}, \quad \text{d. h.} \quad \alpha = 4°.$$

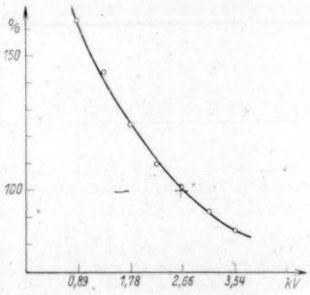


Fig. 8. Sekundäremission von Nickel.

8. Messung der Sekundäremission in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung bei Nickel und Aquadag.

Zunächst wurde noch nicht völlig entgastes Nickel, das sich wegen des geringen Ermüdungseffektes vorteilhafter als Kupfer erwiesen hatte, auf seine Sekundäremission hin gemessen. Die Ergebnisse sind in Fig. 8 wiedergegeben. Anschließend wurde eine Messung mit der früher

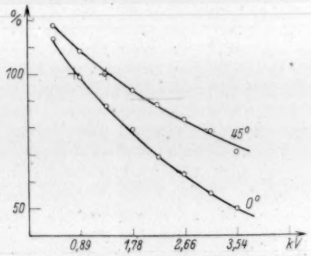


Fig. 9. Sekundäremission von Aquadag.

beschriebenen Methode zu Vergleichszwecken durchgeführt. Die auf diese Weise ermittelte Knickpunktspannung für den 100-Proz.-Punkt ist in der Fig. 8 mit einem Kreuz bezeichnet. Man sieht, daß beide Messungen — die der Knickpunktspannung und die des 100-Proz.-Punktes — gut übereinstimmen. Die gleiche Messung wurde dann mit einer mit Aquadag überzogenen Nickelplatte wiederholt, und zwar einmal für senkrechten Einfall der Elektronen und

für 45° Neigung der Platte gegen die ankommenden Elektronen. Diese Kurven zeigt Fig. 9 in befriedigender Übereinstimmung mit der statisch ermittelten Spannung für den 100-Proz.-Punkt. Aquadag wurde gewählt, weil man vermuten konnte, daß es eine geringe Sekundäremission besitze, was technisch von Bedeutung wäre. Nach den vorliegenden Messungen war diese Vermutung nicht ganz erfüllt. Doch sind diese Messungen nicht zwingend, da sich der Auffangschirm infolge der geringen Leitfähigkeit des Aquadag beim Ausschwingen nur am Rande auf Rotglut bringen ließ, während die Mitte dunkel blieb. Dadurch war keine genügende Gewähr für eine gute Entgasung gegeben. Für den Zweck, zu dem die beschriebenen Messungen unternommen sind, ist eine Gasbeladung kein Nachteil, weil diese Messungen nur zeigen sollten, daß der Punkt, von dem ab die Schirmspannung konstant bleibt, mit der Spannung des 100-Proz.-Punktes der Sekundäremissionskurve übereinstimmt.

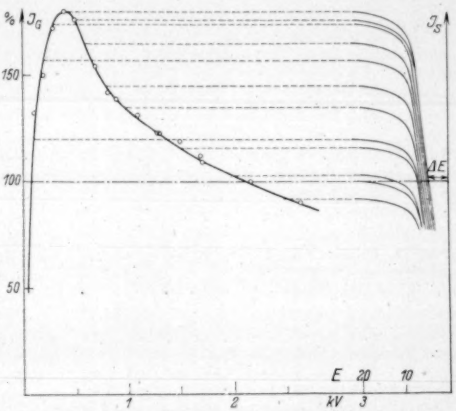


Fig. 11. Konstruktion der Differenzspannung $U_{Sch} - U_A$.

9. Messung der Abhängigkeit der Sekundäremission von der Spannungsdifferenz Platte—Käfig.

Bei einer einfachen ebenen Anordnung von einer Elektronen emittierenden Platte und einer parallelen Auffangplatte kann man aus der Geschwindigkeitsverteilung der austretenden Elektronen die Abhängigkeit des Stromes von der Gegenspannung und aus der Raumladung die Abhängigkeit des Stromes von der Zugspannung berechnen. Diese Abhängigkeit wird man brauchen zur Ermittlung der sich einstellenden Differenzspannung zwischen Auffangkäfig und emittierender Platte. Wegen der von mir verwendeten komplizierten geometrischen Anordnung ist eine Berechnung schwer durchführbar. Sie ist aber auch nicht nötig, da man diese Abhängigkeit experimentell leicht aufnehmen kann.

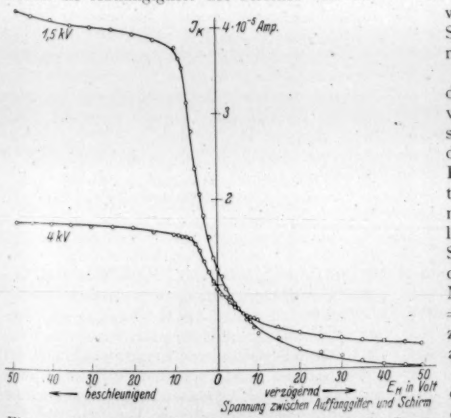


Fig. 10. Abhängigkeit des Sekundärstromes von der Spannungsdifferenz $U_{Sch} - U_A$ (Integralkurve der Geschwindigkeitsverteilung).

In Fig. 10 sind als Beispiel zwei Kurven wiedergegeben, die die Abhängigkeit des Sekundärstromes von der Spannungsdifferenz U_{Sch}—U_A zeigen (Integralkurve).

In Fig. 11 ist die Integralkurvenschar der Geschwindigkeitsverteilung für die verschiedenen Spannungen des Auffangsschirmes und die entsprechenden Sekundärelektronenströme eingezeichnet. Die Kurven endigen immer links bei der betreffenden Schirmspannung. Man entnehme ihnen die im 100-Proz.-Punkt liegende Differenzspannung ΔE zwischen Schirm und Gitter und trage diese über den Schirmspannungen auf (s. Fig. 12). Maßstabsverhältnis ist ΔE/cm : U_{Sch}/cm $= \frac{1}{2}^{1}/_{0}$. Eine mit der Steilheit $\mathrm{tg}\,\delta = 20$ gezeichnete Gerade schneidet dann sowohl auf Abzisse wie Ordinate ΔE ab.

Die Konstruktion zeigt, daß sich der Schirm auch in dem Gebiet, in dem die Sekundäremission $> 100^{0}/_{0}$ ist, ein wenig negativer auflädt als dem Anodenpotential entspricht. Eine positive

Aufladung wird nur eintreten, wenn der 100-Proz.-Punkt viel tiefer liegt, wobei dann ΔE positiv wird.

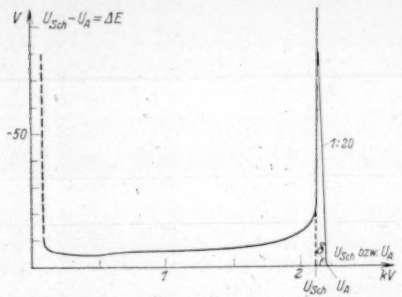


Fig. 12. $U_{Sch}-U_A$ in Abhängigkeit von U_{Sch}.

10. Bemerkung zur Sekundäremission von Leuchtsubstanzen.

Damit ist die Frage nach dem Potential einer im Hochvakuum von Elektronen getroffenen Metallplatte aus der Kenntnis der Sekundärelektronenemission und der Gegenspannungskurve eindeutig beantwortet. Es soll nun noch auf einen Versuch eingegangen werden, der eigentlich den Ausgangspunkt zu diesen Erörterungen gebildet hatte und der zum Schluß noch einmal wiederholt worden ist. Eine nicht entgaste Kupferplatte wurde mit Kalziumwolframat bestäubt und im Vakuum mit Elektronen beschossen. Das Leuchtpulver war so dünn aufgetragen, daß das Kupfer gut durchschimmerte. Bis 4000 Volt war die Intensität der Leuchterscheinung unabhängig davon, ob der Schirm leitend mit der Anode verbunden war oder nicht. Diese Spannung entspricht etwa dem 100-Proz.-Wert bei nicht entgastem Kupfer (Wert infolgedessen etwas unsicher). Bei Spannungen über 4000 Volt war die Verbindung zwischen Schirm und Anode wesentlich zwecks Erzielung erhöhter Leuchtintensität. Daraus kann man schließen, daß bei derartigen Kombinationen zu beachten ist, welcher Teil, ob Metallschirm oder Leuchtsubstanz, die größere Sekundäremission besitzt.

Offen ist noch die Frage, wie sich eine Leuchtsubstanz auflädt. Sicher würde man auch hier, wenn man von ihren Eigenschaften als Sekundärstrahler Kenntnis hätte, gemäß obigem Verfahren auf das elektrische Verhalten der Oberfläche schließen können. Leider fehlt uns diese Kenntnis wegen der isolierenden Eigenschaften des Materials. Aber man kann doch in Analogie zu dem Verhalten der Metallplatte folgendes aussagen: Wahrscheinlich ist, daß für Leuchtsubstanzen in dem Gebiet, in welchem die Leuchtintensität bei konstantem Elektronenstrom proportional der Beschleunigungsspannung ist, die Sekundäremission größer als 100 Proz. ist. Bleibt die Leuchtintensität bei weiter steigender Beschleunigungsspannung konstant, so werden wir weiter in Analogie zu dem Verhalten der Metallschirme auf ein Sinken der Sekundäremission unter 100 Proz. schließen. Wird hierzu als Substanzträger ein Metallblech verwendet, dann muß die Substanz darauf so dick aufgetragen sein, daß die Unterlage nicht mehr von Elektronen getroffen werden kann. Nimmt man an, daß die Elektronen wie beim Metall in die Leuchtsubstanz eindringen, dann ist es wahrscheinlich, daß die Geschwindigkeitsverteilung der in der Leuchtsubstanz gebildeten Sekundärelektronen jener des Metalls ähnlich sein wird. Man kann also annehmen, daß die elektrischen Verhältnisse eines Leuchtschirmes denen einer isolierten Metallplatte ähnlich sind. Man wird daher ebenfalls mit einem Mitgehen des Schirmpotentials mit dem Anodenpotential bei einer durch die Raumladung bedingten Differenzspannung von etwa 10 Volt rechnen dürfen.

Nur auf Grund dieser Annahmen hätten seinerzeit Kordatzki, Schleede und Schroeter ihre durchaus als richtig bestätigte Messung über die Aufladung einer Metallsonde auf die Aufladung ihrer Leuchtschicht übertragen dürfen. Und wenn Ernst dagegen anführt, daß seine Substanzen, wenn sie nicht geerdet waren, d. h. nicht mit der Anode leitend verbunden waren, Aufladungserscheinungen zeigten, so widerspricht das der von Kodatzki, Schleede und Schroeter gemachten Beobachtung nicht, sondern besagt nur, daß seine Substanzen sehr wahrscheinlich eine geringere Sekundäremission als 100 Proz. besaßen. Diese Vermutung erhält noch dadurch eine Stütze, daß Ernst in der Lage war, seine Präparate auf einem Platinblech auszuheizen, und bekanntlich ist eine Gasbeladung von wesentlichem Einfluß auf die Sekundäremission.

11. Zusammenfassung.

1. Die Aufladung eines im Hochvakuum isolierten Metallschirmes bei Beschießung mit Elektronen wird mit Hilfe eines statischen Voltmeters gemessen und festgestellt, daß er bei steigender Anodenspannung ebenfalls positiv wird und der Anodenspannung bis zu einem bestimmten Punkte folgt, der vom Material und dem Auftreffwinkel der Elektronen abhängt.

2. Es wird die Theorie aufgestellt, daß der Auffangschirm von der Spannung ab nicht mehr der Anodenspannung folgt, bei der die Sekundäremission 100 Proz. der Primäremission wieder unterschreitet.
3. Diese Theorie wird durch die Aufnahme der Sekundäremissions-Spannungskurve und Vergleich des 100-Proz.-Punktes mit der Knickpunktspannung im Anoden-Schirmspannungsdiagramm quantitativ bestätigt.
4. Um reproduzierbare Messungen zu erhalten, wurde der Einfluß von Ausglühen im Vakuum und Elektronenbeschießung ermittelt. Nach dem Ausglühen ist die Sekundäremission verhältnismäßig groß, sie nimmt beim Bombardement nach einer $e^{-\delta t}$-Kurve auf einen reproduzierbaren Wert ab, nach nochmaligem Ausglühen nimmt die Sekundäremission wieder zu.
5. Die Theorie für die sich einstellenden Differenzspannungen zwischen Platte und Käfig wird entwickelt und experimentell bestätigt.
6. Die theoretische Folgerung, daß bei kleinen Spannungen bis etwa 85 Volt die Platte auf dem Potential Null bleibt, wird experimentell bestätigt.
7. Die Tatsache, daß die Helligkeitssteigerung der Leuchtsubstanzen bei bestimmten Spannungen aufhört, wird durch Übertragung der am Metallschirm gefundenen Resultate auf Leuchtsubstanzen erklärt.

Hamburg, Institut für angewandte Physik, November 1935.

(Eingegangen 2. März 1936.)

Der Übergangseffekt der Ultrastrahlung beim Eintritt in die Atmosphäre.

Von B. Groß.

Es wird eine Gleichung für den Übergangseffekt der Ultrastrahlung aufgestellt und hiermit der Verlauf der Absorptionskurve gedeutet.

Einleitung. Infolge des magnetischen Erdfeldes ist das Energiespektrum der primären Komponente der Ultrastrahlung beim Eintritt in die Atmosphäre nach der Seite geringer Energien hin begrenzt. Sofern man zwischen Energie (ε) und Reichweite (R) der Teilchen eine eindeutige Beziehung annimmt, folgt aus der Existenz einer Mindestenergie auch die Existenz einer Mindestreichweite. Die Primärteilchenzahl N, aufgetragen als Funktion der in der Atmosphäre durchsetzten Schichtdicke, sollte also zunächst konstant bleiben und erst nach Erreichen der Mindestreichweite abnehmen. Ein ganz ähnlicher Verlauf ist auch ohne die Annahme einer eindeutigen Beziehung zwischen ε und R zu erwarten: einer anfänglich geringeren Abnahme sollte eine stärkere folgen.

Die von Regener[1]) für senkrechten Einfall gemessene Koinzidenzenkurve zeigt bei einem Druck von etwa 9 cm *Hg* ein sehr ausgeprägtes Maximum und hierauf einen sich verflachenden Abfall, der jedoch bei etwa 30 cm *Hg* in einem deutlichen Knick in einen wesentlich stärkeren übergeht. Sieht man von dem Maximum zunächst ab, so entspricht also der Verlauf der Absorptionskurve an dieser Stelle wirklich dem, was sich bei Einfall einer harten Korpuskularstrahlung bestimmter Mindestenergie erwarten läßt[2]). Es liegt nahe, die Tiefe, in der der Übergang erfolgt, gleich der Mindestreichweite der Strahlung und die zugehörige Energie gleich ihrer Mindestenergie zu setzen. Zur Deutung des Maximums muß man den Effekt der Sättigung mit Sekundärstrahlen, der beim Eintritt der Strahlung in die Atmosphäre erfolgt, heranziehen[3]). Die Existenz und Größe dieses Übergangseffektes steht ganz in Einklang mit der starken Zunahme, die bekanntlich alle Sekundäreffekte mit steigender Höhe erfahren. Wir nehmen also an, daß oberhalb 30 cm *Hg* die Primärstrahlung zumindest angenähert konstant ist.

Die mit der Ionisationskammer gemessene Absorptionskurve zeigt denselben Verlauf wie die mit einem richtungsunabhängigen Zählrohr erhaltene Kurve[4]), und nach ihrer Umrechnung auf senkrechten Einfall[5]) stimmt sie auch im wesentlichen überein mit der nach der Koinzidenzenmethode erhaltenen Kurve[6]). Die Ionisation ist jeweils proportional der gesamten Anzahl der Teilchen. Diese Übereinstimmung scheint uns daher zu beweisen, daß die Koinzidenzenkurve wirklich als Verlauf der Gesamtstrahlung zu deuten ist, wie wir es getan haben. Schon das Auftreten des Maximums auch bei

1) E. Regener und G. Pfotzer, Nature **136**, 718, 1935; G. Pfotzer, Physik. Zeitschr. **36**, 794, 1935.

2) Vgl. auch das Referat von P. M. S. Blackett, Physik. Zeitschr. **36**, 773, 1935, in dem diese Annahmen ausgesprochen sind.

3) E. Regener und G. Pfotzer, l.c.; E. Regener, Physik. Zeitschr. **34**, 306, 1933; E. Lenz, Ann. d. Phys. **23**, 207, 1935. — Die von H. Kulenkampff (N. W. **21**, 25, 1933) herangezogene Wirkung des magnetischen Erdfeldes auf die Sekundärstrahlen kann nur eine Verflachung der Kurve, kein Maximum, erzeugen.

4) E. Regener und G. Pfotzer, Physik. Zeitschr. **35**, 779, 1934; Nature **134**, 325, 1934.

5) B. Gross, Zeitschr. f. Phys. **83**, 214, 1933.

6) E. Regener und G. Pfotzer, Nature **136**, 718, 1935; Physik. Zeitschr. **36**, 794, 1935.

den Koinzidenzenmessungen schließt ja die Annahme, daß nur die Primärteilchen registriert wurden, aus. Die Mitzählung der Sekundären mag von einer leichten Divergenz dieser Teilchen herrühren. Selbst wenn diese nicht quantitativ erfaßt wurden, so würde das die Rechnung nicht wesentlich beeinflussen, sofern der Ausbeutefaktor sich in dem Gebiet des Übergangseffektes, das hauptsächlich in Frage kommt, nicht weitgehend geändert hat.

Eine analytische Darstellung des Kurvenverlaufes in diesem Gebiet setzt Vorstellungen über die Erzeugung von Sekundärstrahlung voraus. Von Johnson[1]) wird diese proportional zu der Zahl der Primärteilchen angenommen, wodurch eine Deutung der Schindlerschen Messungen[2]) gelingt. Ein ausgeprägtes Maximum kann dabei aber nur auftreten, wenn die Primärstrahlung selbst stark abnimmt, während bei Konstanz der letzteren auch die Gesamtstrahlung nach einem anfänglichen Anstieg konstant wird. Das steile Maximum der Regener-Kurve wird sich demnach so nicht darstellen lassen, sofern man die eingangs gegebene Deutung aufrechterhalten will. Gerade unter ihrer Beibehaltung gelingt jedoch eine Berechnung auf Grund der früher entwickelten Annahme[3]), daß die Erzeugung von Sekundärstrahlen proportional der Energie der Primärteilchen ist.

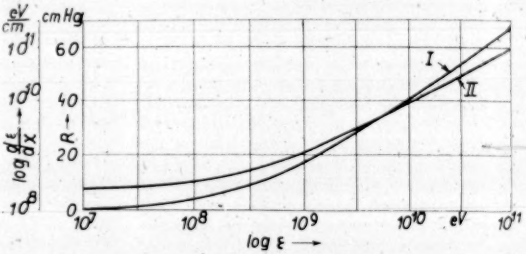


Fig. 1. Kurve I: Energie-Reichweite-Beziehung. Kurve II: Energieverlust pro Zentimeter als Funktion der Energie.

1. Energieverlust und Energie-Reichweitebeziehung. Der Energieverlust ist nach I

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = -a - b\varepsilon. \qquad (1)$$

Hieraus folgt $\varepsilon(x)$, und weiterhin für die Reichweite als Funktion der Energie

$$R = \frac{1}{b} \ln \frac{(a + b\varepsilon_0)}{a}. \qquad (2)$$

Wir versuchen nunmehr, die Konstanten zu berechnen. Der durch Ionisation bedingte Anteil der Energieabnahme ist, wenn k die spezifische Ionisation und ϱ die zur Erzeugung eines Ionenpaares nötige Energie: $a = k\varrho$. Nach Kulenkampff[4]) ist in Luft $\varrho = 32$ Volt. Die spezifische Ionisation sehr energiereicher Teilchen ist nicht mit Sicherheit bekannt. Auszählung an Spuren bei Wilson-Aufnahmen ergab gegen 40/cm[1]), während indirekte Bestimmungen und auch theoretische Betrachtungen[2]) wesentlich höhere Werte von gegen 100 ergaben[3]). Wir wählen einen mittleren Wert von 74/cm Luft. Hiermit wird schließlich (sämtliche folgenden Werte beziehen sich auf cm Hg-Säule)

$$a = 2{,}5 \cdot 10^7 \text{ eV/cm}.$$

Nunmehr läßt sich auch b nach Gleichung (2) berechnen, die ja die Beziehung zwischen Energie und Reichweite darstellt. Für ein bestimmtes Wertepaar ist die Zuordnung schon bekannt: Die Tiefe von 30 cm Hg, in der sich der Knick der Absorptionskurve findet, ist gleich der Mindestreichweite R_h; die zugehörige Energie — die Mindestenergie, die die Strahlung in der betreffenden Breite haben kann — läßt sich aus der Theorie des Breiteneffektes berechnen[4]). Für die Breite von rund 48°, in der die Regenerschen Messungen vorgenommen werden, findet sich der Wert $\varepsilon_h = 3{,}8 \cdot 10^9$ eV. Hiermit wird

$$b = 0{,}09/\text{cm}.$$

Fig. 1 gibt mit diesen Werten für a und b die Energie-Reichweitenbeziehung und den Energieverlust als Funktion der Energie der Teilchen[5]).

Die hier abgeleiteten Beziehungen werden für die in der Atmosphäre vorherrschende Strahlung gelten. Neben dieser kann durchaus noch eine zweite durchdringendere Primärkomponente bestehen, wie dies durch das Auftreten eines Breiteneffektes in Meereshöhe nahe gelegt wird. Eine solche Deutung würde den Annahmen von P. Auger entsprechen[6]).

1) T. H. Johnson, Phys. Rev. **41**, 545, 1932.
2) H. Schindler, Zeitschr. f. Phys. **72**, 625, 1931.
3) B. Groß, Physik. Zeitschr. **37**, 12, 1936; im folgenden mit I bezeichnet.
4) H. Kulenkampff, Physik. Zeitschr. **30**, 777, 1929.
1) G. L. Locher, Phys. Rev. **39**, 883, 1932.
2) H. Bethe, Zeitschr. f. Phys. **76**, 293, 1932.
3) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Phys. **81**, 435, 1933.
4) G. Lemaitre u. S. Vallarta, Phys. Rev. **43**, 87, 1933; P. M. S. Blackett, l. c.
5) Vgl. hierzu H. J. Bhabha, Proc. Roy. Soc. London A **152**, 559, 1935.
6) P. Auger, Journ. de Phys. **6**, 225, 1935.

2. Die Sekundärstrahlung. Die Energie der Sekundärstrahlung wird wieder als konstant gleich σ_0 angenommen, die Zahl n der pro cm erzeugten Teilchen proportional der Energie des erzeugenden Primärteilchens, also $n = b\varepsilon/\sigma_0$. Wie schon früher betont, sollen diese Annahmen nur eine Annäherung darstellen und σ_0 wird die Bedeutung einer mittleren Energie haben. Dem entspricht es, wenn wir im folgenden mit exponentieller Absorption dieser Strahlung, d. h. mit einem konstanten Absorptionskoeffizienten μ, rechnen. Die Durchführung der Rechnung mit konstanter Reichweite r (wie in I) ist hiermit im wesentlichen identisch, bedeutet aber für die numerische Anwendung eine außerordentliche Erschwerung. Im übrigen ist der Gang ganz derselbe wie früher. Die in der Tiefe ξ vorhandene Zahl von Primärteilchen mit Energien zwischen ε_{ξ} und $\varepsilon_{\xi} + d\varepsilon_{\xi}$ sei wieder $\varkappa f_{\xi}(\varepsilon_{\xi}) d\varepsilon_{\xi}$. Die Zahl der von ihnen hier erzeugten Sekundären wird $(\varepsilon_{\xi} b/\sigma_0) \varkappa f_{\xi}(\varepsilon_{\xi}) d\varepsilon_{\xi} d\xi$. Die Gesamtzahl aller überhaupt in ξ erzeugten Teilchen wird durch Integration über ε_{ξ} erhalten, ist also proportional der gesamten Energie $E(\xi)$ der Primärstrahlung an dieser Stelle, also gleich $(b/\sigma_0) E(\xi) d\xi$. An einen Punkt x gelangt hiervon aber nur der Bruchteil

$$e^{-\mu(x-\xi)} \frac{b}{\sigma_0} E(\xi) d\xi .$$

Die Zahl der in x insgesamt vorhandenen Sekundären ist somit

$$S(x) = \frac{b}{\sigma_0} \int_0^x e^{-\mu(x-\xi)} E(\xi) d\xi , \qquad (3)$$

während die Zahl der Primärteilchen

$$N(x) = \int_{\varepsilon'}^{\infty} \varkappa f_0(\varepsilon_0) d\varepsilon_0 ; \quad \varepsilon' = \frac{a}{b}(e^{bx} - 1) \qquad (4)$$

ist.

Durch zweimalige Differentiation von Gleichung (3) und Einführung von N aus Gleichung (4) erhält man die allgemeine Beziehung zwischen N und S [entsprechend I, Gleichung (18)]

$$\frac{d^2 S}{dx^2} + (b + \mu) \frac{dS}{dx} + b\mu S = -\frac{ab}{\sigma_0} N , \qquad (5)$$

die zusammen mit der Gleichung

$$N + S = I \qquad (6)$$

den Verlauf der Primärstrahlung aus der gemessenen Kurve I der Gesamtteilchenzahl zu berechnen gestattet.

3. Der Übergangseffekt. Im Gebiet des Übergangseffektes lassen die Gleichungen (5, 6) eine besonders einfache Lösung zu. Nach unseren Annahmen ist in Tiefen, die geringer sind als die Mindestreichweite, die Primärstrahlung konstant (N_0). Dann läßt sich aber die Gleichung (5) direkt integrieren, und man erhält eine analytische Darstellung für den Verlauf der Absorptionskurve in diesem Gebiet.

Die Randbedingungen sind für $x = 0$:

$$S(0) = 0 \qquad (7a)$$

$$S'(0) = \frac{b}{\sigma_0} E(0) \qquad (7b)$$

σ_0 ist zunächst noch unbekannt. Wegen der Konstanz von N haben wir aber auch die Beziehung

$$S'(0) = I'(0) . \qquad (7c)$$

Die Steigung $I'(0)$ der Absorptionskurve im Ursprung läßt sich mit einiger Annäherung aus der Regenerschen Kurve entnehmen. Hiermit kann man Gleichung (7b) zur Berechnung der mittleren Sekundärenergie σ_0 verwerten, da auch die Gesamtenergie $E(0)$, die die Strahlung beim Eintritt in die Atmosphäre hat, sich leicht berechnen läßt. Sie ergibt sich aus der Gesamtzahl der erzeugten Ionen und der zur Erzeugung eines Ionenpaares notwendigen Energie:

$$E(0) = a \int_0^{\infty} I dx . \qquad (7d)$$

Mit Berücksichtigung von Gleichung (7b), (7c) und (7d) wird

$$\frac{dI}{dx}_0 = \frac{ab}{\sigma_0} \int_0^{\infty} I dx . \qquad (8)$$

Für $I'(0)$ entnehmen wir, nach Fig. 2, 2,0/cm.

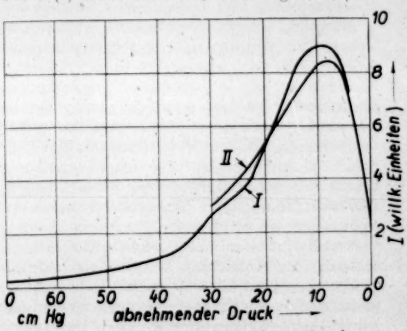


Fig. 2. Kurve I: Gemessene Absorptionskurve (Koinzidenzenkurve nach Regener-Pfotzer). Kurve II: Berechnete Kurve.

Das Integral ergibt sich zu $2{,}2 \cdot 10^2$ cm. Hiermit wird

$$\sigma_0 = 2{,}5 \cdot 10^8 \text{ eV}.$$

Die entsprechende Reichweite unter Berücksichtigung von Gleichung (2) wäre $r = 7{,}1$ cm. Wir führen statt dessen einen Absorptionskoeffizienten $\mu = 1/r$ ein:

$$\mu = 0{,}14/\text{cm}.$$

Die einzige noch unbestimmte Größe ist N_0. Dies muß sich durch Vergleich der berechneten und der gemessenen Kurven ergeben.

Das Integral von Gleichung (5) und (6) schreibt sich

$$I(x) = \frac{\left(I_0' + \frac{a}{\sigma_0} N_0\right) e^{-bx} - \left(I_0' + \frac{ab}{\mu\sigma_0} N_0\right) e^{-\mu x}}{\mu - b} + N_0 \left(1 - \frac{a}{\mu\sigma_0}\right). \tag{9}$$

Diese Gleichung soll bei entsprechender Wahl von N_0 die Absorptionskurve im Gebiet des Übergangseffektes darstellen. Man findet als mittleren Wert

$$N_0 = 2{,}2.$$

Fig. 2 gibt die mit den angegebenen Werten nach Gleichung (9) berechnete Kurve. Die Übereinstimmung mit der Messung scheint uns befriedigend. Wir sehen hierin eine wesentliche Bestätigung für die Annahmen, auf die sich die Rechnung aufbaut, und die wir hier wie folgt formulieren wollen:

1. Der Energieverlust pro cm nimmt für Teilchen großer Energie infolge einer steigenden Erzeugung harter Sekundärstrahlen mit wachsender Energie der Teilchen zu.
2. Der Knick in der Absorptionskurve rührt von dem Einfluß des Magnetfeldes der Erde auf die primäre Komponente der Strahlung her.
3. Das Maximum der Absorptionskurve ist durch den Übergangseffekt beim Eintritt in die Atmosphäre bedingt.

Herrn Prof. Dr. E. L. da Fonseca Costa bin ich für seine stete fördernde Anteilnahme sehr zu Dank verpflichtet.

Rio de Janeiro, Instituto Nacional de Technologia do Ministerio do Trabalho.

(Eingegangen 28. März 1936.)

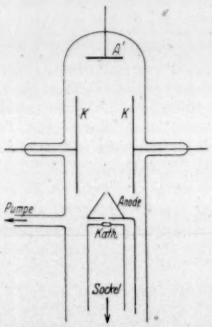
Spektrale Untersuchung der Fadenstrahlentladung.

Von W. Hanle und W. Nöller.

Zur Vervollständigung unserer Kenntnisse des Mechanismus der Lichtemission einer Fadenstrahlentladung wurde das Spektrum näher untersucht.

Hierzu diente die in der Figur skizzierte Versuchsanordnung. Über einer Oxydkathode saß in 1—2 mm Abstand eine kegelförmige Nickelanode mit je einem Loch in der Grundfläche und an der Spitze. Aus der oberen Öffnung von etwa $1^1/_2$ mm ⌀ trat ein Fadenstrahl, lief in der Achse des Rohres und wurde von der Elektrode A' aufgefangen. Die Anodenspannung betrug 100—400 Volt. Hinter der Kathode befand sich ein rinnenförmiges Blech auf einer negativen Spannung von etwa 20 Volt zur Abschirmung rückwärtslaufender Elektronen. Zur Untersuchung der Ablenkung des Fadenstrahls im elektrischen Feld konnten noch 2 Kondensatorplatten K eingeschaltet werden. Untersucht wurde das Spektrum von Helium. Der Druck betrug etwa 10^{-2} mm. Vor den Beobachtungen wurde das Rohr ausgeheizt.

Der Fadenstrahl ist stets von einer leuchtenden Wolke umgeben, deren Helligkeit allerdings erheblich kleiner ist. Das Spektrum dieser Umgebungsstrahlung wurde nun mit dem des eigentlichen Leuchtfadens verglichen. Es zeigte sich,



daß die Triplettlinien im Umgebungsleuchten relativ zu den Singulettlinien im Fadenstrahlleuchten verstärkt waren, und zwar konnte dies an den Linien 4713 ($2p - 4s$), 4121 ($2p - 4s$)

und 3888 ($2s - 3p$) beobachtet werden. Hingegen sind die Singulettlinien, z. B. die Linie 4922 ($2P - 4D$) relativ stärker im Fadenstrahlleuchten. Eine Ausnahme von dieser Regel bildet die Linie 4026 ($2p - 5d$). Diese bleibt beim Übergang vom Fadenstrahlleuchten zum Umgebungsleuchten relativ schwächer als die Linie 3888, trotzdem auch sie eine Triplettlinie ist.

Das Verhalten der Linienintensitäten läßt einen Schluß auf die Elektronengeschwindigkeit im direkten Strahl und im Umgebungsleuchten zu, wenn man zunächst die Annahme macht, daß das Leuchten durch Stoßanregung verursacht ist. Im direkten Strahl sind im wesentlichen nur schnelle Elektronen vorhanden; daher werden vorzugsweise Linien angeregt, deren Anregungsfunktion ein Maximum bei hohen Spannungen hat, das sind vornehmlich die Singulettlinien. Das Umgebungsleuchten rührt von Elektronen kleinerer Geschwindigkeit her. Dort werden also vorzugsweise Linien angeregt, deren Anregungsfunktion ein Maximum bei kleinen Voltwerten hat, also Triplettlinien. Einige Triplettlinien bilden nun, wie die genaue Untersuchung der Anregungsfunktionen der Heliumlinien gezeigt hat, eine Ausnahme insofern, als auch sie erst ein Maximum der Anregungsfunktion bei hohen Voltgeschwindigkeiten besitzen, ihr Verhalten also mehr an das von Singulettlinien erinnert. Eine dieser Linien ist die Linie 4026 ($2p - 5d$), welche die obenerwähnte Ausnahme zeigt und im Umgebungsleuchten nur relativ schwach erscheint.

Weiterhin wurde die Abhängigkeit der Intensitätsverteilung im Fadenstrahl von der Stromdichte untersucht. Es zeigte sich, daß bei kleinen Stromdichten die Linie 4121 ($2p - 5s$) und 4713 ($2p - 4s$) relativ stärker erscheint, während bei großer Stromdichte die Linie 4922 ($2P - 4D$) relativ intensiver ist, also das Intensitätsverhältnis von Triplett- zu Singulettlinien auch von der Stromdichte abhängt.

Wir wollen nun die verschiedenen Anregungsmöglichkeiten diskutieren. Für die Lichtanregung im Fadenstrahl selbst kommen prinzipiell folgende Prozesse in Betracht:

1. Direkte Anregung durch die aus dem Trichter mit einer der Anodenspannung entsprechenden Geschwindigkeit austretenden Elektronen.
2. Stufenweise Anregung infolge der durch die Einschnürung des Fadenstrahls bedingten großen Elektronendichte.
3. Wiedervereinigungsleuchten bei der Wiedervereinigung von im Fadenstrahl von den schnellen Elektronen gebildeten Ionen mit den langsamen Sekundärelektronen.

Würde stufenweise Anregung im Fadenstrahl eine nennenswerte Rolle spielen, so müßte man erwarten, daß die von metastabilen Termen ausgehenden Triplettlinien bei Erhöhung der Stromdichte verstärkt würden. Gerade das Gegenteil wurde beobachtet, wie oben beschrieben. Dies spricht entschieden gegen stufenweise Anregung. Schwieriger zu entscheiden ist, wieweit Wiedervereinigungsleuchten mitspielt. Sicher ist die Ionendichte im Fadenstrahl beträchtlich groß. Ein Wiedervereinigungskontinuum konnte nicht gefunden werden, ist aber in dem untersuchten Spektralbereich auch nicht zu erwarten. Auch liegen noch keine Beobachtungen vor, ob beim Wiedervereinigungsleuchten im *He* Wiedervereinigung in höhere Singuletterme bevorzugt wird, womit man die beobachtete Verstärkung der Singulettlinien bei Stromdichteerhöhung erklären könnte. Im wesentlichen wird man es wohl im Fadenstrahl mit direkter Anregung durch schnelle Elektronen zu tun haben.

Für die Lichtanregung außerhalb des Fadenstrahls, also für das Umgebungsleuchten, kommt nur direkte Elektronenstoßanregung in Betracht. Es können dies Elektronen sein, welche im Fadenstrahl einen elastischen oder unelastischen Stoß mit gleichzeitiger großer Ablenkung erlitten haben und über die die Konzentration des Fadenstrahls bedingenden Barriere langsamer Elektronen an den Rändern des Fadenstrahls hinweggekommen sind. Diese haben also die gleiche oder nur wenig kleinere Geschwindigkeit wie die Elektronen im Fadenstrahl selbst. Dazu kommen noch im Fadenstrahl gebildete Sekundärelektronen, welche bekanntermaßen eine so kleine Geschwindigkeit haben, daß sie für die Anregung nicht in Betracht kommen. Die Primärelektronen werden nun auf ihrem Weg vom Fadenstrahl zur Wand auf zweierlei Weisen gebremst, erstens durch unelastische Stöße mit Gasatomen und zweitens durch das Gegenfeld, welches sich infolge der negativen Aufladung der Glaswand ausbildet. Die Verminderung der Elektronengeschwindigkeit gegenüber derjenigen der Primärelektronen im Fadenstrahl selbst verschiebt die Intensitätsverteilung im Spektrum zugunsten der Triplettlinien. Macht man die Wand elektrisch leitend und gibt ihr das Potential der Anode, so fällt die Geschwindigkeitsverminderung infolge der Bremsung im Gegenfeld zwar fort, es bleibt jedoch noch die Verminderung der Geschwindigkeit infolge des Geschwindigkeitsverlustes bei den Stößen. Tatsächlich wird auch dann noch eine Verstärkung der Triplettlinien gegenüber den Singulettlinien im Umgebungsleuchten beobachtet, wenn auch weniger ausgeprägt.

Endlich wurde der Einfluß eines elektrischen Feldes auf den Fadenstrahl untersucht. Zu

diesem Zweck wurden oberhalb des Trichters, aus dem der Fadenstrahl austrat, zwei Ablenkplatten eingeschmolzen. Der Fadenstrahl wurde durch das elektrische Feld an die positive Platte abgelenkt. Gleichzeitig erschien vor der negativen Platte ein rötlich gelbes schwaches Leuchten. Bei Erhöhung der Ablenkspannung wurde es intensiver. Es begann im Raum und erstreckte sich pinselförmig zur negativen Elektrode. Es ist dies das Leuchten der im Fadenstrahl gebildeten und vom Ablenkfeld auf die negative Elektrode getriebenen Ionen. Diese regen das Füllgas erst dann an, wenn sie im Ablenkfeld wenigstens eine Geschwindigkeit von etwa 100 Volt erreicht haben. Sie regen dabei im wesentlichen die Triplettlinien an, wie aus Messungen des Ionenstoßleuchtens bekannt ist, wodurch die charakteristische rotgelbe Farbe (Triplettlinien 5876 und 7065!) entsteht, während das Elektronenstoßleuchten im *He* grün ist (Singulettlinie 5016!).

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 9. März 1936.)

Modulation des Lichtes durch einen Schwingquarz.

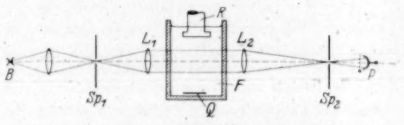
Von H. E. R. Becker, W. Hanle und O. Maercks.

Für die niederfrequente Modulation des Lichtes stehen uns verschiedene Methoden zur Verfügung, bei sehr kleinen Frequenzen mechanische Mittel, Unterbrechung durch eine Lochscheibe oder schwingende Membrane. Für mittlere Frequenzen eignet sich eine direkte Steuerung der Lichtquelle oder die Unterbrechung des Lichtes vermittels der Kerrzelle zwischen gekreuzten Nicols. Für eine hochfrequente Modulation, wie sie etwa bei der Messung der Lichtgeschwindigkeit nach Karolus-Mittelstädt oder der Abklingseiten von Spektralen nach Gaviola-Pringsheim nötig ist, wobei Frequenzen von etwa 10^7 Hertz benutzt wurden, kam bis jetzt nur die Kerrzelle zur Verwendung.

Die Kerrzelle hat gewisse Nachteile, die das Arbeiten mit ihr erschweren. Erstens ist die Lichtausbeute nicht sehr groß, zweitens benötigt sie hohe Spannungen. Drittens ist das gewöhnlich zur Füllung der Kerrzelle benutzte Nitrobenzol im Violetten und Ultravioletten nicht mehr durchlässig. Viertens erwärmt sich das Nitrobenzol, besonders bei hohen Frequenzen, stark, so daß sich die Temperaturabhängigkeit der Doppelbrechung unangenehm bemerkbar macht.

Um diese Unannehmlichkeiten zu umgehen, wurde versucht, die Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen nach Debye-Sears[1]) für diese Zwecke nutzbar zu machen.

Die Anordnung ist aus der Figur zu ersehen. der Schwingquarz Q erzeugt eine in der Flüssigkeit F fortschreitende Schallwelle. Durch eine Reflektorplatte R, welche durch eine Fein-



verstellung parallel zur Ebene des Schwingquarzes bewegt werden kann, wurde der Schallstrahl reflektiert und eine stehende Welle erzeugt. Das Schallgitter entsteht und verschwindet 2ν-mal in der Sekunde. Das die Flüssigkeit parallel zur Schwingquarzfläche durchsetzende Licht wurde durch das Schallgitter 2ν-mal in der Sekunde moduliert. Bei den vorliegenden Versuchen wurde eine Frequenz von $6 \cdot 10^6$ Hertz benutzt. Das Licht einer Quecksilberlampe B wurde zunächst auf den Spalt Sp_1 konzentriert und durch die Linse L_1 parallel gemacht. Es durchsetzte den Trog mit der Flüssigkeit F und wurde durch die Linse L_2 in der Ebene des Spaltes Sp_2 abgebildet, welcher die erste Ordnung des Beugungsspektrums ausblendete. Das Licht fiel auf die Photozelle P. Der Photostrom wurde verstärkt und seine Modulation mit einem Überlagerungssender durch den Überlagerungston nachgewiesen.

Der Vorteil der Lichtmodulation durch ein Schallgitter liegt im folgenden: erstens ist die Lichtausbeute groß, denn die Öffnung kann fast beliebig groß gewählt werden, wenn nur die Gitterkonstante des Schallgitters genügend klein ist. Zweckmäßig wird man also für die Hochfrequenzmodulation eine möglichst große Schwingquarzfrequenz und ein Medium mit möglichst kleiner Schallgeschwindigkeit wählen, damit die Gitterkonstante der Schallwelle klein und die Dispersion groß wird. Man kann entweder die Beugungsspektren verwenden oder auch die nullte Ordnung, die bei genügend großer Amplitude des Schallquarzes ebenfalls vollständig durchmoduliert ist. Ein weiterer Vorteil der Methode besteht darin, daß sie ohne weiteres im ultravioletten Spektralgebiet zu verwenden ist, wenn man eine geeignete Flüssigkeit oder Quarz als Schallträger benutzt. Dann benötigt der Schwingquarz nur kleine Spannungen zur Erregung. Endlich ist auch die umgesetzte

1) P. Debye und F. W. Sears, Proc. Nat. Acad. Washington **18**, 409, 1932.

Energie sehr klein (weniger als 0,1 Watt). Damit fällt die bei den Kerrzellen so lästige Erwärmung weg. So scheint also auf dem Gebiete der Hochfrequenzmodulation des Lichtes die Methode mit dem Schwingquarz der Kerrzelle überlegen.

Will man die gleiche Anordnung zur Niederfrequenzmodulation benutzen, so erregt man den Quarz hochfrequent in seiner Eigenschwingung und moduliert jetzt seine Amplitude. Dann wird auch die Amplitude der von ihm ausgesandten Schallwelle und des von dieser gebeugten Lichtes niederfrequent moduliert. Die höchste Frequenz, mit der moduliert werden kann, hängt von der Dämpfung des Quarzes ab.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 9. März 1936.)

ZUSCHRIFTEN.

Farbenerscheinungen in „kolloidalen" Kaliumdämpfen.

Von Jakob Kunz.

Reiner Wasserstoff wird in ein zuvor ausgepumptes Rohr geleitet, das geschmolzenes Kalium bei 350° enthält. Dieses Rohr ist mit einem zweiten, ebenfalls ausgepumpten Rohr durch einen Hahn verbunden. Wird dieser plötzlich geöffnet, so erscheint im zweiten Rohr ein Dampf mit intensiver Farbe. Im polarisierten Licht erscheinen verschiedene Farben in den verschiedenen zum Lichtstrahl senkrechten Richtungen. Außerdem ändert sich die Farbe in dem zweiten Rohr von der Eintrittsbis zur Austrittsstelle, wo der Dampf blau erscheint. Die Erscheinung dauert nur kurze Zeit, da der Dampf sich rasch niederschlägt. Der Niederschlag ist stark photoelektrisch.

Urbana (Illinois, USA.), 10. April 1936, Universität von Illinois.

(Eingegangen 16. April 1936.)

Nachweis von Schwankungen der astronomischen Tageslänge im Jahre 1935 mittels Quarzuhren.

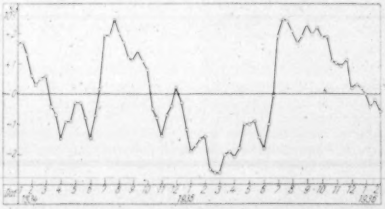
Von A. Scheibe und U. Adelsberger.

Wir haben in dieser Zeitschrift vor einiger Zeit gezeigt[1]), daß auf Grund der Gangbestimmungen an den Quarzuhren der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt für das Jahr 1934 mit höchster Wahrscheinlichkeit gefolgert werden mußte, daß im Juni dieses Jahres eine Änderung der astronomischen Tageslänge im Betrag von etwa 0,004 sec eingetreten war. Die Gangbestimmungen zeigten weiterhin, daß neben dieser größeren Änderung noch kleinere aufgetreten sind, die dem Gang der Quarzuhren einen etwas zackenartigen Verlauf gaben.

Die Messungen ließen damals infolge Fehlens der Verbesserungen des Nauener Zeitzeichens noch nicht genügend eindeutig erkennen, inwieweit die Messungen des Jahres 1935 ähnliche Ergebnisse zeitigen würden.

Nachdem nun nach Eingang sämtlicher Verbesserungen die gesamten Gänge für das Jahr 1935 endgültig betimmt werden konnten, zeigen die Ergebnisse tatsächlich, daß auch das Jahr 1935 einen dem Gangverlauf von 1934 durchaus ähnlichen Gangverlauf aufzuweisen hat.

Wir haben zunächst eine graphische Ausgleichung der Gänge der Quarzuhr III für die gesamte Zeit 1934 und 1935 durchgeführt. Trägt man die Differenzen: gemessener Gang — ausgeglichener Gang für dreißigtägige Mittelwerte auf, so erhält man nach der Abbildung für beide Jahre



einen zackenartigen Verlauf der beiden Gangdifferenzen, der für beide Jahre nahezu gleiche Beträge zu gleichen Zeiten zeigt. Auffällig ist, daß auch im Juni 1935 der außerordentlich steile Ganganstieg mit nachfolgendem langsamerem Gangabfall vorhanden ist. Die Gangänderung im Juni beträgt ebenfalls etwa 0,004 sec.

Die Quarzuhren I und II und, soweit im Zeitdienst eingesetzt, auch die Quarzuhr IV zeigen das gleiche Ergebnis.

Dieselben Überlegungen, die es für 1934 unmöglich erscheinen ließen, daß die Abweichungen der gemessenen Gänge auf Quarzuhren selbst zurückzuführen sind, gelten auch für das Jahr 1935.

Die Quarzuhren haben den Nachweis gebracht, daß die astronomische Tageslänge auch im Jahre 1935 nicht konstant gewesen ist; die Änderung erfolgt anscheinend periodisch.

Über das ausführliche experimentelle Material soll in Kürze in dieser Zeitschrift berichtet werden.

Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Mai 1936.

(Eingegangen 20. Mai 1936.)

[1]) A. Scheibe und U. Adelsberger, Physik. Zeitschr. **37**, 185, 1936.

BESPRECHUNGEN.

W. Heisenberg, Wandlungen in den Grundlagen der Naturwissenschaft. Drei Vorträge. 8°. 63 Seiten. Leipzig 1936. Verlag von S. Hirzel. RM 2.50.

Über die beiden ersten der hier abgedruckten Vorträge wurde bereits in dieser Zeitschr. S. 447 des vorigen Jahrgangs berichtet. Es wurde hervorgehoben, daß besonders der erste derselben, gehalten bei der Hannoverschen Naturforscher-Gesellschaft, in souveräner Art die Gedankenarbeit der Vergangenheit und Gegenwart umfaßt.

Der neu hinzugekommene dritte Vortrag wurde November 1935 an der Wiener Universität gehalten und ist betitelt: Prinzipielle Fragen der modernen Physik. Es wird auseinandergesetzt, daß eine neue physikalische Theorie nicht eigentlich neue Begriffe und Wahrheiten schafft, sondern vielmehr den Gültigkeitsbereich der älteren klassischen Begriffe und Wahrheiten einschränke. Wo diese Einschränkung vorzunehmen sei, läßt sich allerdings nicht durch logische Analyse vorher, sondern nur durch Analyse der Erfahrungen nachträglich feststellen. Auch bei dieser letzten Analyse sind die klassischen Begriffe unentbehrlich. Es handelt sich aber darum, den Punkt nachzuweisen, an dem diese Begriffe ihre scharfe Bedeutung einbüßen, um Raum für neue Methoden zu schaffen, die weiter reichen. Dies wird an den Beispielen der Relativitäts- und Quantentheorie erläutert.

Der statistische Charakter der Quantentheorie ist verschieden vom statistischen Charakter der kinetischen Deutung der Thermodynamik, welch letztere ja auf der Unkenntnis des Zustandes des behandelten Systems beruht. Dagegen zeigt sich der statistische Charakter der Quantentheorie darin, daß auch bei einer Kenntnis des Systems (z. B. Atom im Grundzustande), die auf gewisse Fragen völlig bestimmte Antworten gibt, andere Fragen nicht beantwortet werden können.

Eine Revision der quantentheoretischen Begriffe wird nötig sein, um die Natur des Elektrons zu klären. Die so fruchtbare Löchertheorie von Dirac ist ein Durchgangsstadium zu neuen unbekannten Harmonien.

Der Vortrag paßt sich, wohl absichtlich, der Ausdrucksweise des Wiener philosophischen Kreises an, ohne sich durch die von diesem gesteckten Grenzen beengen zu lassen. A. Sommerfeld.

M. Sartori, Die Chemie der Kampfstoffe. Aus dem Italienischen übersetzt von Dr. Hans Klumb, Freiburg i. Br. Gr.-8°. 259 S. Mit 19 Abb. Braunschweig 1935. Friedr. Vieweg & Sohn. Geb. RM 18.—.

Es ist sehr begrüßenswert, daß Herr Dr. Klumb die Mühen einer Übersetzung des im Jahre 1933 erschienenen Buches von Sartori nicht gescheut hat. Dadurch ist denjenigen Chemikern und Physikochemikern, welche sich für dieses Gebiet interessieren, ein sehr beachtliches Werk zugänglich geworden.

Das Buch bringt fast lückenlos alle bisher erschienenen Arbeiten über das in Frage kommende Gebiet. Es ist selbstverständlich, daß die vom Standpunkte des Ausländers gebrachte Darstellung des Stoffes an manchen Stellen nicht mit unseren Ansichten übereinstimmt. Dadurch wird aber der Wert des Buches in keiner Weise verkleinert. Es wird vielmehr für denjenigen, der sich über dieses Gebiet eingehend informieren will, eine Fundgrube sein — vor allem deswegen, weil eine große Zahl schwer zugänglicher ausländischer Arbeiten in sorgfältiger Weise referiert worden sind. Die Ausstattung des Buches ist sehr gut. Carlsohn.

A. Weißberger und E. Proskauer, Organic Solvents. Physical Constants and Methods of Purification. 8°. 212 S. Oxford, 1935. Clarendon Press. 15/— net.

In diesem Buch sind für eine Anzahl der gebräuchlichsten organischen Flüssigkeiten die von Physikern und Chemikern im Laufe der Zeit gemessenen wichtigsten Konstanten in übersichtlicher Weise zusammengestellt. Es sind: Formel, Dichte, Molekulargewicht, Schmelz- und Siedepunkt, Dampfdruck usw., insgesamt etwa zwanzigerlei Daten, soweit man sie kennt, verzeichnet und dazu mit knappen Worten Reinigungsmethoden, Eigenschaften in Abhängigkeit von der Herkunft und ähnlich Wissenswertes beschrieben. Durch ein ausführliches Verzeichnis der Originalarbeiten — etwa 1400 Zitate — wird dem Leser schnelle, eingehende Orientierung über jede der 160 verschiedenen Substanzen ermöglicht. Die gegebenen Zahlen sind in ihrer Genauigkeit gekennzeichnet.

Das Buch kann viel mühseliges Suchen in der Literatur vermeiden helfen. F. H. Müller.

NACHRICHTEN.

Habilitiert: an der Universität Jena Dr. Ernst Weinel für angewandte Mathematik.

Ernannt: der Dozent an der Technischen Hochschule Breslau Dr.-Ing. habil. Hellmuth Hartmann zum a. o. Professor für analytische Chemie ebenda, der Diplom-Ing. H. Macura zum kommissarischen Direktor des Kohlenforschungs-Institutes der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft in Breslau, der Privat- und Honorardozent an der Deutschen technischen Hochschule Brünn Dr.-Ing. Karl Kraus zum a. o. Professor für Mechanik an der Deutschen technischen Hochschule Prag, Dr.-Ing. techn. Hermann Mühlinghaus zum a. o. Professor für chemische Technologie an der Deutschen technischen Hochschule Brünn, der Dozent für Chemie an der Universität Berlin Dr. Paul Baumgarten zum a. o. Professor daselbst, der Direktor der Zeiß-Ikon A. G. in Dresden Dr. Hermann Joachim zum Honorarprofessor für Kinematographie und Tonfilm an der Technischen Hochschule daselbst.

Neuer Lehrauftrag: der Dozent für Biochemie an der Universität Heidelberg Dr. Theodor Wagner-Jauregg für Vorlesungen und Übungen auf dem Gebiet der chemischen Technologie an der Universität Göttingen.

Gestorben: der frühere ord. Professor der Chemie an Chalmers Tekniska Institut in Göteborg Dr. Abraham Langlet.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Leipzig. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. IV. Vj. 1935: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.